ORSAY
Série A
N° d'ordre
1107

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par

Jean-Pierre de BRION

ETUDE DE LA PRODUCTION DU Y* (1385) DANS L'INTERACTION K^-p A 4 GeV/c ET ANALYSE DES REACTIONS $0^- + \frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^- + \frac{3}{2}^+$ VERS L'AVANT

Soutenue le 7 mai 1973, devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT — Président

A. LEVEQUE
Ph. MEYER
M. FROISSART
— Examinateurs

ORSAY
Série A
N° d'ordre
1107

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par

Jean-Pierre de BRION

ETUDE DE LA PRODUCTION DU Y* (1385) DANS L'INTERACTION K^-p A 4 GeV/c ET ANALYSE DES REACTIONS $0^- + \frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^- + \frac{3}{2}^+$ VERS L'AVANT

Soutenue le 7 mai 1973, devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT — Président

A. LEVEQUE
Ph. MEYER
M. FROISSART — Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
Chapitre I - ACQUISITION DES DONNEES EXPERIMENTALES	3
I - Prises des photographies	3
II - Système de mesure	3
1 - Introduction	3
2 - Schéma d'ensemble	4
3 - Tables de prémesures	4
4 - Programme MIST	5
5 - Dispositif H.P.D.	6
a) Mécanique du H.P.D.	6
b) Electronique du H.P.D.	6
c) Mémoire-tampon et interface	6
d) Marques BRENNER et numéros binaires	7
6 - Programme FILTRE	8
7 - Résultats	10
III - Rejets et remesures	12
IV - Conclusion	13
Chapitre II - ETUDE GENERALE DES EVENEMENTS DU TYPE 201	16
I - Impulsion du faisceau	16
II - Contrôle des résultats de mesure	17
III - Séparation Λ-K^o	18
IV - Pondération des événements	22

Pages

V - Séparation $\Lambda - \Sigma^o$ 25

1 - Evénements mesurés à Saclay 26

a) Séparation $\Lambda\pi^+\pi^-$ et $\Sigma^o\pi^+\pi^-$ 26
b) Séparation $\Sigma^o\pi^+\pi^-$ et $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^o$ 26
c) Vérification 27
d) Répartition des événements avec Λ, mesurés à Saclay 27

2 - Evénements mesurés à l'Ecole Polytechnique 29

a) Séparation Λ ou Σ^o, $\pi^+\pi^-$ et Λ ou Σ^o, K^+K^- 29
b) Séparation $\Lambda\pi^+\pi^-$ et $\Sigma^o\pi^+\pi^-$ 29
c) Séparation $\Sigma^o\pi^+\pi^-$ et $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^o$ 29
d) Contamination des lots 29

VI - Sections efficaces de production du Λ et du K^o 30

VII - Sections efficaces 32

1 - Collaboration Saclay-Ecole Polytechnique 32

a) Réaction $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^-$ 32
b) Réaction $K^-p \rightarrow \Sigma^o\pi^+\pi^-$ 33
c) Réaction $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^-(n\pi^o)$ 33

2 - Collaboration Amsterdam-Nimègue 33

VIII - Description de la réaction $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^-$ 33

1 - Diagramme de Dalitz 33

2 - Diagrammes de Chew et Low 34

3 - Réaction $K^-p \rightarrow \pi^- Y^{*+}(1385)$ 34

IX - Réaction $K^-p \rightarrow \Sigma^o\pi^+\pi^-$ 35

Chapitre III - ETUDE DE LA REACTION $K^-p \rightarrow \pi^- Y^{*+}(1385)$ 36

I - Section efficace 36

1 - Résultats 37

a) Evénements à 3,93 GeV/c 37
b) Evénements à 4,23 GeV/c 37

2 - Comparaison avec d'autres expériences 38

Pages

II - Section efficace différentielle 38

III - Paramètres de polarisation 39

1 - Etats d'une particule 39

a) Etats purs 39

b) Mélange 40

2 - Domaine de positivité 41

a) Trace 41

b) Valeurs propres 41

3 - Rang 41

4 - Symétrie de Bohr 43

5 - Décomposition de la matrice-densité en multipôles 45

6 - Distribution angulaire de désintégration 47

IV - Définition des axes de coordonnées 49

1 - Repères d'hélicité 49

2 - Repères de transversité 50

3 - Coordonnées sphériques 50

V - Polarisation du $Y^{*+}(1385)$ 50

1 - Polarisation paire 51

2 - Polarisation impaire 51

3 - Paramètres de la polarisation paire dans le repère de Gottfried et Jackson 53

4 - Résultats numériques 54

5 - Interférence avec le fond 58

Chapitre IV - FORMALISME RELATIVISTE DE LA DIFFUSION MESON-BARYON 59

I - Introduction 59

II - Cinématique 60

1 - Base adaptée à la réaction 60

2 - Matrices de Dirac 62

Pages

III - Spin 1/2 63

1 - Equation de Dirac 63

2 - Projecteur d'état de polarisation 63

3 - Opérateur de transition 64

IV - Spin 3/2 66

1 - Formalisme de Rarita-Schwinger 66

2 - Etats de polarisation 67

a) Spin 1 68

b) Spin 3/2 69

V - Opérateur de transition 69

1 - Forme générale 69

2 - Condition supplémentaire 71

VI - Section efficace différentielle 73

VII - Polarisation 74

VIII - Couplages 76

1 - Analogie avec le photon 76

2 - Formalisme covariant 79

a) Spin 1 79

b) Spin 2 80

c) Trajectoire de Regge 81

3 - Matrice-densité de polarisation 83

IX - Formalisme de Renninger et Sarma 83

1 - Changement de base 84

2 - Relations d'équivalence 85

3 - Correspondance 86

4 - Remarques 87

Chapitre V - AJUSTEMENT D'UN MODELE DE REGGE 88

I - Introduction 88

II - Réactions ajustées 89

Pages

III - Description des phénomènes 91

1 - Trajectoires effectives 91

2 - Pic de diffraction 92

3 - Dépendance en énergie des sections efficaces .. 93

4 - Réactions conjuguées dans le croisement (s,u).. 94

5 - Modèle d'échange d'octets dans la voie t 96

6 - Polarisation 98

IV - Modèle 98

1 - Pôles de Regge 98

2 - Coupures de Regge 100

3 - Echange d'octets 101

4 - Choix des amplitudes 101

5 - Paramétrisation des amplitudes 102

V - Ajustement du modèle 103

1 - Ajustement de réactions n'ayant qu'un pôle échangé 103

2 - Ajustement des réactions sans échange d'étrangeté 105

3 - Ajustement des réactions avec échange d'étrangeté 108

VI - Résultats 110

1 - Amplitudes 110

2 - Sections efficaces différentielles 111

3 - Polarisations 111

4 - Remarques 113

CONCLUSION 114

REMERCIEMENTS 116

REFERENCES 118

FIGURES

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543920_0021

INTRODUCTION

La croissance rapide des moyens expérimentaux est un fait important pour la physique des hautes énergies. Les physiciens veulent étendre leur domaine de recherches à l'aide de nouvelles chambres et par le développement des grands accélérateurs. Ils désirent également disposer de mesures toujours plus nombreuses puisque leurs observations sont de nature statistique. Comme en d'autres domaines, le développement rapide de la physique corpusculaire dépend étroitement de celui des ordinateurs. Ceux-ci sont devenus des outils indispensables de l'expérimentateur, qui consacre une part importante de son temps à adapter de grands programmes à son expérience.

L'accroissement du nombre d'événements demandés pour l'étude toujours plus détaillée des phénomènes nécessite des moyens de mesures toujours plus puissants. Ne pouvant augmenter indéfiniment le nombre d'appareils manuels, il faut développer l'automatisme de la mesure. Une première étape a été franchie avec le système actuel de mesures semi-automatiques. Une petite calculatrice asservit un appareil digitalisant les clichés. Un grand ordinateur traite ensuite cette masse considérable d'informations pour reconstruire les événements et les analyser.

Dans cette thèse on décrit la mesure et l'analyse des événements de la réaction $K^- p \longrightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$ à 4 GeV/c. Le système $\Lambda\pi^+$ présente une résonance très nette, le $Y^{*+}(1385)$ que l'on étudie plus particulièrement.

Pour comparer les valeurs obtenues à celles d'autres expériences on est conduit à établir une compilation de l'ensemble des résultats concernant le décuplet $3/2^+$ auquel appartient le $Y^{*+}(1385)$.

Cette compilation contient plus de huit cents valeurs expérimentales. L'ordinateur intervient à nouveau dans la gestion et l'étude d'une telle quantité de données.

Les réactions de diffusion méson-baryon $0^- + 1/2^+ \to 0^- + 1/2^+$ ont été analysées intensivement ces dernières années. Un prolongement naturel de ces recherches dans le cadre d'un modèle de Regge et de la symétrie SU(3) est l'étude d'un autre groupe de réactions à deux corps, les réactions méson-baryon $0^- + 1/2^+ \to 0^- + 3/2^+$, où le baryon final est le $\Delta(1236)$ ou le $Y^*(1385)$. On constate que ces deux groupes de réactions présentent beaucoup d'analogies. En particulier le modèle d'échange des trajectoires de mésons de parité naturelle est bien adapté à leur description.

Chapitre I

ACQUISITION DES DONNEES EXPERIMENTALES

Les photographies de l'expérience décrite par la suite ont servi à la mise au point du dispositif de mesures automatiques installé à Saclay. On commence donc par exposer les traits principaux de ce nouveau système de mesures.

I - PRISES DES PHOTOGRAPHIES.

Les photographies ont été prises dans la chambre à bulles de 2 m du C.E.R.N. au cours de deux expositions, en décembre 1966 et en septembre 1967. Le faisceau de K^- d'environ 4 GeV/c, produit par une cible externe en cuivre, est décrit dans la référence [1]. La chambre était remplie d'hydrogène. Au cours de ces deux expositions, environ 280 000 clichés à 4 vues furent pris, par films de 1500 photographies, avec en moyenne 14,5 traces par cliché.

II - SYSTEME DE MESURE.

II-1 Introduction.

Le dispositif de Hough-Powell [2] balaye les photographies par un faisceau lumineux. La lumière reçue par le cliché est transmise à un photomultiplicateur. Une bulle est détectée en tant que petite région opaque. Un circuit électronique traite la variation de luminosité reçue par le photomultiplicateur et détermine ainsi les coordonnées de la bulle.

Le H.P.D. (Hough Powell Device) de Saclay, comme celui du Collège de France, et contrairement à celui du C.E.R.N., était connecté à une petite calculatrice, C.D.C. 160 A. Les appareils ont été livrés en 1965. La production a démarré en automne 1968, après plus de deux années de mise au point de l'ensemble du système. En mars 1971, la C.D.C. 160 A a été remplacée par une plus grande calculatrice (P.D.P. 10).

Je me suis occupé plus particulièrement des problèmes relatifs à la précision des digitilisations et à leur exploitation pour la physique.

La figure 1 représente le schéma du système de mesure avec sa vérification et son exploitation.

II-2 Schéma d'ensemble.

L'utilisation du H.P.D. nécessite au préalable une recherche et une mesure approchée des événements sur des tables de prémesure. A partir de cette prémesure, un programme MIST prépare une bande magnétique qui définit le travail à effectuer sous contrôle de la petite calculatrice. Celle-ci dirige la marche du H.P.D. et reçoit les digitalisations qu'elle met sur bande magnétique.

Cette dernière bande magnétique est traitée par une grande calculatrice (C.D.C. 6600) avec le programme FILTRE qui recherche l'événement et prépare une bande pour le programme de reconstruction géométrique THRESH [3] .

Cette chaîne d'opérations est contrôlée par des programmes de tests et de calibrations, avec l'utilisation du programme SUMX [3] pour des analyses statistiques de dérives ou de fluctuations de paramètres caractéristiques de l'appareil de mesure, tels que le grandissement de l'optique, la précision d'arrêt du film, la vitesse des chariots.

II-3 Tables de prémesures.

Nous avons utilisé des tables de deux types différents :

- une table bipolaire construite dans le laboratoire et qui est entrée en exploitation en septembre 1966. En particulier, les premiers films qui ont servi à la mise au point de l'ensemble du système H.P.D. ont été prémesurés sur cette table ;

- des tables CEFAL, en coordonnées rectangulaires, qui permettent d'effectuer simultanément la recherche des événements et leur prémesure.

La mesure d'une grille étalonnée permet la calibration et la vérification de la fidélité de ces tables. Cette mesure est traitée par un programme écrit à cet effet.

Pour chaque événement retenu trois croix dont une de la "data box", trois points par trace courbe et deux points par trace droite sont prémesurés sur trois des quatre vues prises.

II-4 Programme MIST.

Les données de prémesure, mises sur cartes, recopiées sur bandes magnétiques, sont traitées par le programme MIST. Pour l'expérience de K^-p à 4 GeV/c, ce programme fonctionnait sur l'I.B.M. 7094. Son rôle est quadruple :

1 - regrouper les mêmes vues de tous les événements : ceci est imposé par l'appareil H.P.D. qui ne dispose que d'un seul déroulement de film ;

2 - vérifier la prémesure :
distance relative des croix,
type de l'événement,
charge des traces ;
ce programme ne laisse pratiquement passer aucune erreur de prémesure, sauf celles dont la détection exige une reconstruction géométrique dans l'espace ; après la première prémesure le taux de rejets par MIST est de 7% des événements, une seconde prémesure réduit ce taux à 1% ;

3 - définir le mode de balayage pour chaque trace : la digitalisation d'une trace est meilleure si les lignes de balayage sont plus proches de sa perpendiculaire, il est donc nécessaire d'avoir le choix entre deux modes de balayage, l'un perpendiculaire à l'autre (le balayage normal parallèle à la largeur de la photographie, et le balayage anormal selon le déroulement du film) ;

4 - définir les masques digitaux, un pour chaque mode de balayage, c'est-à-dire des zones où se trouvent les croix et les traces de l'événement. Ceci permet à la petite calculatrice C.D.C.160 A de ne retenir que les bulles contenues dans ces zones. Elle ne met ainsi sur bande magnétique que le tiers des bulles digitalisées, soit 15 000 bulles en moyenne par photographie. Le masque est défini par une série de rectangles de 2 mm de côté selon le déroulement du film et de 1,6 mm pour les côtés perpendiculaires.

II-5 Dispositif H.P.D.

a) mécanique du H.P.D.

Cette mécanique de précision a deux codeurs pour chaque mode de balayage [2]. L'un est suivant la largeur, l'autre suivant la longueur du film. Ils ont respectivement pour unités, 1,6 µ et 2 µ. Pendant plus de deux années on a constaté des fluctuations et des dérives de plusieurs dizaines de microns sur leurs réponses. Elles rendaient imprécise la détermination des coefficients de passage d'un système de balayage à l'autre. Ces coefficients sont nécessaires pour avoir toutes les mesures dans un même repère à la sortie du programme FILTRE. Les causes sont restées longtemps mystérieuses. Il s'agissait en fait, d'une part, de vibrations provoquées par le circuit d'huile commandant le déplacement des chariots, d'autre part, du gradient de température dû à la lampe de 1000 watts, source du faisceau balayant la photographie. Un état à peu près stable n'est réalisé qu'après plusieurs heures de fonctionnement.

Le faisceau lumineux est obtenu par deux fibres de verre perpendiculaires entre elles. L'une est fixe, l'autre fait partie d'un ensemble de huit fibres solidaires d'un disque tournant. Au cours de sa rotation, chacune de ses fibres se déplace successivement le long de la fibre fixe et engendre une ligne de balayage. Un chariot entraîne le film à vitesse constante. Cette vitesse est telle que, le disque tournant à 750 tours/minute, la distance entre deux lignes de balayage est de 60 microns.

b) électronique du H.P.D.

La logique de digitalisation et la commande de la mécanique ont été réalisées par les électroniciens du département et ont donné très vite satisfaction. L'électronique est décrite dans la référence [4].

c) mémoire-tampon et interface.

Le circuit électronique du H.P.D. peut détecter une bulle toutes les 4 µs tandis que la calculatrice (C.D.C. 160 A) ne peut recevoir une coordonnée (24 positions binaires) que toutes les 40 µs. Comme, en moyenne, une bulle est digitalisée toutes les 250 µs, il a été nécessaire de placer une mémoire-tampon. Celle-ci peut recevoir une coordonnée toutes les 1,3 µs. Sa capacité est de 128 coordonnées de 24 positions binaires.

Les pannes très fréquentes de la mémoire-tampon construite par FABRITEK, et celles de l'interface réalisée par CONTROL DATA, ont retardé d'un an la mise au point du système. Ce sont ces éléments électroniques ainsi que la petite calculatrice qui limitaient la vitesse du balayage.

Depuis mars 1971, le système H.P.D. étant connecté à une plus grande calculatrice (P.D.P. 10), la mémoire-tampon et l'interface ne sont plus utiles. En outre, comme au Collège de France, le masque est réalisé par un circuit électronique, et la calculatrice ne reçoit plus que les coordonnées contenues dans ce masque. Ce nouveau dispositif permet une vitesse de rotation du disque de 3000 tours/minute.

d) marques BRENNER et numéros binaires.

Le déroulement du film est commandé par la calculatrice en se servant des marques BRENNER comptées en vol. La vérification du numéro de la photographie est faite par décodage du numéro binaire à l'aide du balayage H.P.D. ; ceci est assez délicat à réaliser sur une petite calculatrice comme la C.D.C. 160 A, ayant des mots de 12 positions binaires et un cycle de 6,4 µs. S'il y a désaccord avec le numéro de photographie demandée, on procède à une nouvelle recherche automatique. Ce système a donné toute satisfaction.

L'ensemble des marques BRENNER, du numéro binaire et des deux croix forme un système rigide, appelé "data box", photographié en même temps que la chambre. Comme la position de cet ensemble fluctue par rapport à la chambre, il faut prémesurer une de ces deux croix. L'ensemble est visible sur la photographie de la figure 2.

L'incertitude sur l'arrêt du film est supérieure à 500 µ, tandis que la détection du numéro binaire permet une localisation à une ou deux lignes de balayage près. La distance sur film d'une croix de la "data box" à une croix de la chambre, permet de situer leur position relative à 200 µ près. Ceci est également la précision du guidage latéral, ce qui est suffisant pour placer le masque sur la photographie de la chambre.

II-6 Programme FILTRE.

Ce programme est inspiré d'une version écrite au Collège de France pour une calculatrice C.D.C. 3600. J'ai effectué de profondes modifications et de nombreuses adjonctions en l'écrivant pour la calculatrice I.B.M. 7094, puis en la transcrivant pour la calculatrice C.D.C. 6600. La version de production a été prête en juillet 1968.

Les vues de chaque film sont traitées séparément. L'étude d'une vue commence par la recherche des croix de la chambre. Les deux premières croix cherchées sont celles de prémesure. Elles définissent avec plus de précision la transformation des coordonnées de prémesure en celles des digitalisations. Un minimum de quatre croix non alignées est nécessaire au programme de géométrie THRESH pour déterminer par moindres carrés la transformation linéaire entre le système des digitalisations et un trièdre lié à la chambre à bulles.

On recherche également les croix en balayage anormal afin de corriger, par translation uniquement, les fluctuations des coefficients de passage entre les deux balayages.

La recherche des traces se fait une par une. Chaque trace est trouvée par approximations successives en éliminant le maximum de fond possible. A partir des points de prémesure on définit une route droite, parabolique ou circulaire selon la courbure. Cette route de 1 mm de largeur sur film, correspond à 1,5 cm dans la chambre de 2 m du C.E.R.N. Elle permet de ne considérer que les bulles qui ont quelque chance à priori d'appartenir à la trace cherchée. Elle est ensuite mieux localisée par une série d'histogrammes des digitalisations selon plusieurs directions voisines de celle de la route. On détermine le meilleur pic des histogrammes d'après sa forme et sa position. Les bulles contenues dans ce pic servent à un ajustement parabolique. S'il n'est pas satisfaisant, cet ajustement peut être repris deux fois après élimination du cinquième des bulles, celles qui sont les plus éloignées du dernier ajustement.

Cet ajustement parabolique sur toute la trace peut échouer (χ^2 encore trop grand après la troisième tentative) pour diverses causes :

mauvaise prémesure,

mauvaise élimination du fond,

variation importante de la courbure (trace peu énergique, ou faisant un grand angle avec le plan des hublots),

présence d'une trace parasite.

En ce cas, si la trace est assez longue, on recommence la série d'histogrammes et d'ajustements sur chaque moitié de la trace. En cas de nouvel échec on appliquera le processus sur les quarts puis éventuellement les huitièmes de la trace. Le découpage maximum est obtenu lorsque chaque élément a moins de 120 lignes de balayage, ou lorsqu'on a déjà huit éléments.

Cependant, si à un certain niveau du découpage, des éléments ont été trouvés, on cherche à utiliser cette information pour obtenir par extrapolation les portions manquantes. En effet, l'extrapolation permet de définir une route plus précise et plus étroite. Ceci donne une plus grande chance de succès, même si le segment cherché est mal digitalisé ou s'il se trouve dans une zone confuse.

La position de chacun des éléments du découpage maximum est améliorée par une nouvelle série d'histogrammes et d'ajustements dans une route étroite (320 μ sur film).

Il reste à s'assurer que les ajustements correspondant aux divers éléments se raccordent bien. Entre deux éléments consécutifs la discontinuité de la courbe doit être inférieure à 16 μ et celle de la pente à 0,1 radian. Sinon on élimine le dernier élément ajusté. Une bonne continuité est obtenue en ayant une dizaine de lignes de balayage communes à deux éléments consécutifs. Une trace est considérée comme trouvée si moins du quart des éléments est éliminé.

Pour les traces s'arrêtant dans la chambre, on cherche la dernière bulle digitalisée. Sa projection sur la courbe ajustée définit le point d'arrêt.

Les apex sont calculés par moindres carrés en prenant pour chaque trace l'élément le plus proche. Si le point calculé est à plus de 24 μ (sur film) d'une des traces, on rejette son élément. On recommence le calcul avec les autres traces s'il en reste au moins deux.

Un apex trouvé peut servir à la récupération de traces : il permet de définir une route plus précise. Ceci est surtout valable pour la trace incidente souvent très proche d'autres traces du faisceau.

Si les clichés étaient de bonne qualité, la série d'histogrammes faits dans plusieurs directions pourrait s'appliquer seulement à la phase de récupération. Dans la première phase, un histogramme dans la direction de la route suffirait. On économiserait ainsi quelques **dixièmes** de seconde par événement.

Les traces très courtes (moins de 10 lignes de balayage) ne sont pas ajustées. Leurs points de prémesure sont transmis à THRESH. Pour les autres traces, on prélève jusqu'à 12 points régulièrement espacés sur les paraboles ajustées aux éléments.

Les caractéristiques du programme FILTRE sont :

- encombrement en mémoires : 123 000 (octal) mots de 60 positions binaires,
- temps de calcul par vue (pour 10 croix et 5 traces) :
  unité centrale 2 s,
  unité périphérique 1 s.

Le nouveau système d'exploitation du H.P.D. permet une meilleure digitalisation des photographies. Aussi a-t-il été possible récemment d'incorporer un calcul d'ionisation au programme FILTRE. Sa précision dépend de la longueur de la trace et de la qualité de la prise de vue.

Un programme intermédiaire regroupe les vues d'un même événement dans un enregistrement adapté à l'entrée du programme de reconstruction géométrique THRESH.

II-7 Résultats.

Le délai de stabilisation du dispositif H.P.D. oblige à une exploitation continue. La production, par semaine, était de 2500 événements digitalisés sur trois vues. La vitesse de rotation du disque était de 750 tours/minute. Actuellement le disque tourne 4 fois plus vite, permettant ainsi de digitaliser 6000 événements par semaine.

Pour l'expérience de K^-p à 4 GeV/c, deux configurations d'événements furent retenues pour être mesurées par le H.P.D. Ces deux configurations correspondent à 4 particules secondaires chargées (type 400) ou à 2 particules secondaires chargées et une particule neutre se désintégrant dans la chambre en 2 particules chargées (type 201).

Le taux de rejets par le programme FILTRE est inférieur en général à 1,5% des traces recherchées. Mais en fait, c'est à la sortie des programmes de géométrie THRESH, ou de cinématique GRIND [3], qu'il faut juger les résultats. A la sortie de GRIND, le taux de rejets pour l'expérience de K^-p à 4 GeV/c, mesurée par le H.P.D. de Saclay, est de 22%.

Les principales causes sont :

- mauvaise qualité des films ; en particulier manque de contraste : croix parfois peu visibles et traces trop fines ;
- traces confondues ou presque : l'électronique du H.P.D. ne sépare bien deux bulles que si elles sont à plus de 60 μ d'intervalle ;
- erreur de prémesure, assez rare cependant.

D'autres expériences, pour lesquelles la qualité des clichés est meilleure, ont un taux de rejets nettement inférieur.

La figure 2, représente une photographie d'un événement du type 201 avec la visualisation de ses digitalisations en balayage normal et en balayage anormal. Les grandes zones sans point correspondent aux parties masquées. On constate la nécessité des deux balayages. La trace 2 très nette en balayage anormal n'apparaît guère en balayage normal. A l'inverse la digitalisation du faisceau est très faible en balayage anormal. La position des chiffres correspond aux points transmis à THRESH (cette position est indiquée avec peu de précision par l'imprimante).

Sur la figure 3, on a une digitalisation d'un événement ayant 4 traces secondaires chargées, ainsi qu'un agrandissement de la région de l'apex. Pour deux traces distantes de moins de 60 μ, on a seulement une digitalisation située à peu près sur leur bissectrice. Les traces 2 et 3 ne se séparent pas dans la zone agrandie. Près de l'apex, les traces 2, 3 et 5 sont confondues.

La figure 4 représente un autre événement du même type avec une zone confuse près de l'apex. En particulier, la digitalisation de la trace incidente est confondue avec celle d'une autre trace du faisceau.

La mesure d'une trace par le H.P.D. semble plus précise que celle effectuée par les appareils classiques (microscopes à conversion digitale) ; les valeurs les plus probables des résidus(*) de traces, dans THRESH, sont respectivement de 2,8 μ et de 7 μ. Cependant, les mesures des points sur une même vue sont en corrélation par la procédure du FILTRE tandis qu'elles sont indépendantes dans le second cas.

Pourtant, avec ces deux types d'appareils de mesures, on doit prendre les mêmes erreurs systématiques dans GRIND. Ceci montre qu'aux erreurs de mesure s'ajoutent de grandes erreurs systématiques qui proviennent de la chambre à bulles (tourbillons, diffusion multiple), des déformations du film et de l'imprécision des paramètres de la reconstruction géométrique [5].

Ces paramètres seraient meilleurs s'ils étaient établis par des mesures H.P.D. Ceci nécessite au moins une quinzaine de croix digitalisables en un seul mode de balayage. Ce n'est pas le cas de l'expérience considérée où pour les meilleures photographies 9 croix seulement sont mesurables.

III - REJETS ET REMESURES.

A Saclay, les événements rejetés à la suite d'une mesure H.P.D. ont été repris par un appareil classique. Ayant 20 à 40 événements à remesurer par demi-film, les temps morts de l'exploitation H.P.D. dus aux changements de bobines seraient devenus importants.

La figure 5 représente pour le lot des Λ mesurés à Saclay, l'histogramme de l'angle entre la perpendiculaire commune à l'axe optique des caméras et la ligne de vol du Λ , et la normale au plan de désintégration du Λ , dans le système du laboratoire. Un angle de 0 ou π radians correspond à un plan de désintégration parallèle à l'axe optique. Dans ce cas les deux traces de désintégration sont presque confondues en projection sur le film. On constate que de tels événements mal mesurés par le H.P.D. sont partiellement récupérés par la remesure avec un appareil classique.

(*) On désigne par résidu la distance quadratique moyenne des points à la trace ajustée.

Une partie des événements rejetés correspond à une erreur sur son type ; la particule neutre dont on a mesuré la désintégration est un σ, ou bien n'appartient pas à l'événement. Le reliquat représente 4% des événements. Il n'a pas semblé utile d'effectuer une troisième mesure.

Le taux de rejets est à peu près le même pour chacun des deux types 201 et 400, soit environ 22% pour la mesure par le H. P. D. et 30% pour la remesure.

Les événements mesurés par le H.P.D. du Collège de France n'ont pas été remesurés bien que leur taux de rejets soit voisin de celui constaté à Saclay. La remesure n'a pas paru nécessaire puisqu'à Saclay où elle a été effectuée, on n'a pas relevé de biais dus au H.P.D.

IV - CONCLUSION.

Ainsi, la qualité de la mesure est-elle comparable à celle des microscopes à conversion digitale. Mais l'emploi du H.P.D. nécessite moins de personnes pour une plus grande production de mesures. Celle-ci pourra encore augmenter grâce à une réduction du temps consacré à la prémesure. On ne prémesurera plus que les vertex et quelques croix. Le programme actuel FILTRE sera remplacé par un programme nommé MINIMUM GUIDANCE qui n'a besoin que de la prémesure des vertex pour retrouver l'événement. L'idéal, encore lointain, serait un programme de reconnaissance de formes ne nécessitant aucune prémesure.

EVENEMENTS MESURES A SACLAY

	1ère exposition 24 demi-films	2ème exposition 63 demi-films	total 87 demi-films
1ère mesure (H.P.D.)			
type 201	2814	5558	8372
type 400	2944	5968	8912
total	5758	11526	17284
mise sur D.S.T.			
type 201	1958	3767	5725
type 400	2416	4818	7234
total	4374	8585	12959
2ème mesure (I.E.P.)			
type 201	534	1157	1691
type 400	270	661	931
total	804	1818	2622
mise sur D.S.T.			
type 201	288	638	926
type 400	218	488	706
total	506	1126	1632
D.S.T. après les 2 mesures			
type 201	2246	4405	6651
type 400	2634	5306	7940
total	4880	9711	14591

REJETS ET REMESURES

	1ère exposition	2ème exposition	total
1ère mesure sur D.S.T.	4374	8585	12959
événements non remesurés			
exclus par SUMX (hors faisceau)	286	707	993
SLICE (hors volume)	146	318	464
non mesurables	73		73
films manquants	75	114	189
2ème mesure sur D.S.T.	506	1126	1632
rejets après la 2ème mesure	172	482	654
événements du type 200	126	194	320
	5758	11526	17284

Chapitre II

ETUDE GENERALE DES EVENEMENTS DU TYPE 201

Avant d'étudier en détail la réaction $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$, il faut rechercher et corriger les biais que contient le lot des événements dont on vient de décrire la mesure. Ces événements sont ensuite à répartir selon diverses hypothèses dynamiques, dont l'une $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$ contient cette réaction.

I - IMPULSION DU FAISCEAU.

Les événements de la collaboration Saclay - Ecole Polytechnique ont été photographiés au cours de deux expositions de la chambre de 2 m du C.E.R.N. Les valeurs moyennes des paramètres du faisceau ont été calculées par l'ajustement cinématique d'un lot d'événements à 4 branches, sans particule neutre.

L'impulsion du faisceau diffère légèrement d'une exposition à l'autre. Elle est au milieu de la chambre de :

3,935 GeV/c pour l'exposition 1,
3,920 GeV/c pour l'exposition 2.

Sa dispersion au milieu de la chambre est de $\pm$ 25 MeV/c pour chaque exposition. Elle est augmentée légèrement pour l'ensemble des événements ; le faisceau perd 1 MeV/c en parcourant 4 cm dans l'hydrogène liquide. La longueur utile de la chambre est de 1,20 m.

L'impulsion incidente moyenne pour l'expérience est de 3,93 GeV/c avec une dispersion de $\pm$ 30 MeV/c, qui est la somme quadratique des trois termes suivants :

- dispersion au milieu de la chambre $25^2 = 625$,
- différence entre les deux expositions $15^2 = 225$,
- dispersion due à la perte d'énergie $7^2 = 49$,

899

d'où la dispersion globale de 30 MeV/c.

II - CONTROLE DES RESULTATS DE MESURE.

Trois paramètres sont ajustés à chaque trace : l'inverse de son impulsion, son inclinaison et son azimut. L'inclinaison est définie par rapport à l'axe optique des caméras. Une quantité appelée "pull" est associée à chacun de ces paramètres. Elle est définie par la relation :

$$\text{pull}(p) = \frac{p_a - p_m}{\sqrt{\sigma_m^2 - \sigma_a^2}}$$

où, pour une trace donnée, p est le paramètre considéré, et σ son erreur. Les indices m et a se rapportent respectivement à la valeur mesurée et ajustée. S'il n'y a pas d'erreur systématique et si les erreurs de mesures sont bien estimées, la distribution d'un "pull" est une gaussienne centrée sur zéro et avec une déviation standard égale à un. Les résultats relatifs au faisceau et au Λ pour l'ensemble des événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ à 7 contraintes cinématiques sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

	Saclay		Ecole Polytechnique	
	valeur moyenne	déviation standard	valeur moyenne	déviation standard
K^- $\frac{1}{p}$	- 0,22	1,04	- 0,74	1,07
K^- inclinaison	0,18	0,97	0,33	0,74
K^- azimut	- 0,01	1,04	- 0,18	0,75
Λ inclinaison	0,10	0,79	- 0,09	0,91
Λ azimut	- 0,08	0,85	- 0,04	0,71

Le laboratoire de l'Ecole Polytechnique a pris 3,950 GeV/c au lieu de 3,930 GeV/c pour valeur moyenne de l'impulsion du faisceau. Ceci se traduit dans la valeur des pulls du faisceau. Cependant les erreurs de mesure étant surestimées, les ajustements à plusieurs contraintes se font correctement et le biais a pratiquement disparu dans les valeurs finales.

III - SEPARATION Λ - K^0.

La transformation de Lorentz pure, faisant passer du système du Λ ou du K^0 au repos à celui du laboratoire, transforme la sphère, lieu géométrique des impulsions, en ellipsoïdes de révolution autour de la ligne de vol du Λ ou du K^0.

L'équation de l'ellipsoïde relatif à une particule de désintégration est

$$\frac{(p_L - E^* \, sh\beta)^2}{\vec{p}^{*2} \, ch^2\beta} + \frac{p_T^2}{\vec{p}^{*2}} - 1 = 0.$$

On désigne par $(E^*, \vec{p}^*)$ le quadrivecteur énergie-impulsion de cette particule dans le système du Λ ou du K^0 au repos.
On désigne par $(E, \vec{p})$ le quadrivecteur énergie-impulsion du Λ ou du K^0 dans le laboratoire. Les paramètres p_T et p_L représentent l'impulsion transversale et longitudinale (par rapport à la ligne de vol du Λ ou du K^0) de la particule de désintégration, dans le laboratoire. La transformation de Lorentz est définie par la direction du Λ ou du K^0 et par β tel que :

$$th \, \beta = \frac{p}{E}.$$

Les valeurs numériques sont :

Λ { proton $\quad p^* = 0{,}100$ GeV/c $\quad E^* = 0{,}943$ GeV,
{ p^- $\quad p^* = 0{,}100$ GeV/c $\quad E^* = 0{,}172$ GeV,

K^0 { π^+, π^- $\quad p^* = 0{,}206$ GeV/c $\quad E^* = 0{,}249$ GeV.

Les ellipsoïdes relatifs au π^- et au proton de désintégration du Λ sont désignés sur la figure 6 par π_Λ et p_Λ ; l'ellipsoïde π_K est relatif aux deux π de la désintégration du K^0. A l'intersection des surfaces des ellipsoïdes π_K et p_Λ ou, ce qui est équivalent, à l'intersection des surfaces des ellipsoïdes π_K et π_Λ, il n'est pas possible de distinguer le Λ du K^0 par ajustement cinématique de la désintégration. L'ajustement global de la réaction lève l'ambiguïté dans certains cas. L'ionisation supprime souvent cette indétermination. C'est le cas pour les événements mesurés par le laboratoire de

l'Ecole Polytechnique. Au contraire à Saclay, la mesure de l'ionisation n'était pas encore adjointe au programme FILTRE. On peut cependant estimer la part des Λ et celle des K^o dans les événements ambigus. Par ailleurs, en regardant l'ionisation des traces, on constate que la plupart de ces événements sont des Λ .

Il peut y avoir ambiguïté entre un Λ et un K^o si la particule négative de la désintégration est émise vers l'arrière par rapport à la ligne de vol du Λ ou du K^o, et si la composante de son impulsion, perpendiculaire à cette direction, est inférieure à 100 MeV/c. Ceci correspond à un angle de désintégration θ^* tel que :

$$\cos \theta^* \leqslant \cos \theta^*_M = - 0{,}874 \quad \text{dans le centre de masse du } K^o,$$

$$\cos \theta^* \leqslant 0 \quad \text{dans le centre de masse du } \Lambda .$$

La zone ambiguë pour l'ensemble des K^o est en pratique :

$$- 1 \leqslant \cos \theta^* \leqslant - 0{,}8.$$

Par contre, pour une impulsion donnée du Λ , la zone d'ambiguïté est plus petite. Sa grandeur dépend de l'erreur de mesure. Par suite de l'incertitude sur la direction du Λ ou du K^o, on a une zone ambiguë et non un cercle sur chaque ellipsoïde. Cette zone est l'image, par la transformation de Lorentz, d'une couronne située sur la sphère initiale. A cette couronne correspond l'intervalle des valeurs possibles de $\cos \Theta^*$ pour les événements ambigus, Λ ou K^o, d'impulsion donnée. Soit L_Λ et L_K, la longueur de cet intervalle pour le Λ et le K^o respectivement. La polarisation du Λ étant transverse, la distribution de $\cos \Theta^*$ est constante. Par suite, la proportion d'événements Λ qui satisfont à l'hypothèse de K^o est égale à $\frac{1}{2} L_\Lambda$. De même, la proportion d'événements K^o satisfaisant à l'hypothèse de Λ est égale à $\frac{1}{2} L_K$. Si les probabilités de production d'un Λ ou d'un K^o vu dans la chambre sont les mêmes, la proportion de K^o parmi les événements ambigus est égale à $\frac{L_K}{L_K + L_\Lambda}$.

La figure 6 concerne la désintégration d'un Λ ou d'un K^o de 0,8 GeV/c. Les segments l_K et l_Λ sont reliés respectivement à L_K et à L_Λ par

$$l_K = p^*_K \; L_K,$$

$$l_\Lambda = p^*_\Lambda \; L_\Lambda.$$

L'angle δ définit la zone d'ambiguïté. Au premier ordre, sa valeur n'influe pas sur la proportion de K° parmi les événements ambigus.

D'après la figure 6, on estime les rapports L_K et L_Λ à

$$L_K = 0,024,$$

$$L_\Lambda = 0,14.$$

Ainsi pour des probabilités égales d'avoir un Λ ou un K°, 15% des événements ambigus sont des K°, puisque :

$$\frac{L_K}{L_K + L_\Lambda} = 0,15.$$

En fait, pour l'expérience considérée le rapport de ces probabilités n'est pas 1, mais :

$$\frac{\text{nombre de K°}}{\text{nombre de } \Lambda} = \frac{2496}{3874} = 0,65.$$

Ceci diminue la probabilité pour un événement ambigu d'être un K°. La proportion de K° parmi ces événements est en fait :

$$0,15 \times 0,65 = 0,10.$$

N'ayant pas tenu compte de l'ionisation, 7% des événements mesurés à Saclay sont ambigus. Si on considère tous les événements ambigus comme étant des Λ, on s'attend à une contamination des Λ par des K° d'environ :

$$\frac{\text{nombre de K° dans les ambigus}}{\text{nombre de } \Lambda} = \frac{0,1 \times 0,07}{1/1,65} = 0,012.$$

La figure 7 représente la distribution de cos θ^* pour les K° non ambigus. On remarque que (75 ± 20) événements manquent dans la zone d'ambiguïté. Le lot des Λ mesurés à Saclay est donc contaminé dans le rapport $\frac{75}{3882}$, soit $(2 \pm 0,5)\%$ par des K°. Ceci est compatible avec l'évaluation ci-dessus. Cette contamination n'affecte pas les événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ et $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ qui sont contraints, mais seulement ceux ayant un ou plusieurs π°.

Lorsque le K° a une impulsion de 735 MeV/c, le π émis à l'arrière est au repos dans la chambre, l'autre π a pratiquement l'impulsion du K°. Un tel événement est perdu, mais sa probabilité d'avoir lieu est négligeable puisque un π de 60 MeV/c parcourt 5 cm ;

et très peu de π ont une si faible impulsion. Aussi ne remarque-t-on pas de perte de K^o dont le π^+ est émis à l'arrière ($\cos \theta^* = +1$). Le π^- émis à l'arrière ($\cos \theta^* = -1$) se trouve dans la zone d'ambiguïté. Cependant la perte d'événements due aux π^- ayant un petit parcours doit être aussi négligeable que celle due aux π^+. Certes, un π^+ très court a plus de chance d'être vu qu'un π^- de même longueur, grâce à la série de désintégrations

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

Cette perte est beaucoup plus importante pour les Λ. Pour un Λ de 800 MeV/c, le π^- émis à l'arrière est au repos dans la chambre, et il n'a que 250 MeV/c s'il est émis à l'avant. Ceci se constate bien sur la figure 8. En outre la distribution de l'impulsion du Λ a un maximum très net vers 800 MeV/c. Le Λ issu du $Y^{*+}(1385)$ a également environ 800 MeV/c (figure 9).

Pour que le proton émis à l'arrière soit au repos dans la chambre, le Λ doit avoir 130 MeV/c. Ce cas est négligeable d'après le spectre d'impulsion du Λ.

La figure 10 représente les distributions du carré des masses du K^o et du Λ. Ces masses sont calculées à partir des mesures des particules de désintégration. Pour les K^o, on n'a considéré que ceux dont la valeur de $\cos \Theta^*$ est supérieure à - 0,8.

	valeur moyenne (GeV^2)	déviation standard (GeV^2)	Nombre d'événements
Λ Saclay	1,24515	0,00531	3882
Λ Ecole Polytechnique	1,24487	0,00512	9366
K^o Saclay	0,24788	0,00537	2496

Ces résultats sont en bon accord avec les valeurs des tables de particules [8] :

$$m^2(\Lambda) = 1,245 \text{ GeV}^2,$$
$$m^2(K^\circ) = 0,248 \text{ GeV}^2.$$

Evénements du type 201 mesurés à Saclay

	1ère exposition		2ème exposition		
	mesure	remesure	mesure	remesure	total
Λ non ambigus	972	158	1901	315	3346
K° non ambigus	841	101	1551	240	2733
ambigus Λ - K°	111	18	251	47	427
événements ayant une trace de désintégration de moins de 5 cm en projection sur le plan des hublots	34	11	64	36	145
	1958	288	3767	638	6651

IV - PONDERATION DES EVENEMENTS.

Dans le calcul des sections efficaces il faut tenir compte des événements perdus pour l'un des motifs suivants :

Λ ou K° se désintégrant en dehors de la chambre,

parcours très petit du Λ ou du K°,

l'une des traces de la désintégration est courte.

On attribue donc un poids à chaque événement mesuré. Ce poids est un produit de deux termes. L'un est lié au volume de la chambre et au temps de vie du Λ ou du K°. L'autre dépend de la longueur des traces de la désintégration.

IV-1 Le premier terme est calculé en tenant compte :

a - du minimum de parcours du Λ ou du K° en projection orthogonale sur le plan des hublots, ce minimum est choisi égal à 0,5 cm pour obtenir une grande efficacité de détection ;

b - de la longueur potentielle du Λ ou du K^0 d'après le volume utile de la chambre.

Ce premier terme est défini par l'expression :

$$\frac{1}{e^{-d/\beta} - e^{-l/\beta}} ;$$

l désigne la longueur potentielle qui est la distance de l'apex de production au bord du volume utile. Le parcours moyen β du Λ ou du K^0 dans le laboratoire est calculé par la relation :

$$\beta = \frac{pc^2 \tau}{m} ,$$

avec les paramètres suivants :

m, masse du Λ ou du K^0 en GeV,
p, impulsion du Λ ou du K^0 en GeV/c,
$c\tau$, vie moyenne du Λ ou du K^0 en cm.

Le parcours minimum, d (en cm), du Λ ou du K^0 dans la chambre est calculé par l'expression :

$$d = \frac{0,5}{\cos \lambda} ,$$

où λ désigne l'inclinaison de la particule neutre par rapport au plan des hublots.

Ainsi $e^{-d/\beta}$ représente la probabilité de désintégration après un parcours projeté supérieur à 0,5 cm, tandis que $e^{-l/\beta}$ représente la probabilité de désintégration hors du volume utile.

Malgré ce minimum sur la projection de la distance entre les deux apex de production et de désintégration, il subsiste une légère perte de Λ. Cette perte se constate sur la distribution du temps réduit

$$ct' = ct - \frac{0,5}{\cos \lambda} \frac{m}{pc} ,$$

où t désigne le temps de vie propre du Λ ou du K^0. La figure 11 représente cette distribution pour les Λ, et indique une perte de (400 $\pm$ 50) événements, soit 3% des Λ.

IV-2 Les événements ayant une trace de désintégration du Λ ou du K^0, trop courte en projection sur le plan des hublots, sont éliminés. Cette longueur minimale est de 5 cm à Saclay et de 2 cm à l'Ecole Polytechnique. Le second terme de la pondération est égal à l'inverse de la probabilité qu'a l'événement de vérifier ce critère [6]. Ce calcul de probabilité suppose que le Λ est polarisé perpendiculairement à son plan de production.

IV-3 Une vérification particulière doit être faite pour la réaction $K^- p \longrightarrow \pi^- Y^{*+}$ qui sera étudiée au chapitre suivant. On a déjà signalé que le Λ issu du Y^* a une impulsion voisine de 800 MeV/c. Cette impulsion correspond à la possibilité de perdre des Λ par suite du petit parcours du π^- de désintégration. Les pertes propres au Y^* peuvent être dues à deux causes :

- la longueur du parcours du Λ dans la chambre,
- la longueur des traces de désintégration du Λ .

En effet, des événements sont éliminés par suite du minimum exigé pour chaucune de ces longueurs. Ceci est compensé par la pondération des événements retenus. Toutefois il faut s'assurer que l'élimination n'est pas particulièrement importante pour le Y^*.

a - longueur du parcours du Λ .

On a rejeté les événements pour lesquels le parcours du Λ en projection sur le plan des hublots est inférieur à 0,5 cm. Ceci élimine environ 3% des événements mesurés, aussi bien parmi l'ensemble des $\Lambda\pi^+\pi^-$ que parmi les $Y^{*+}\pi^-$.

Malgré ce seuil sur le parcours projeté du Λ, la distribution du temps de vie réduit montre que 3% des événements sont perdus pour l'ensemble des Λ(figure 11). Cette même distribution pour les événements $Y^{*+}\pi^-$ ne montre aucune perte (figure 12).

b - longueur des traces de désintégration du Λ.

Des événements sont perdus lorsque le π^- de désintégration du Λ est peu énergique. Cette perte est estimée à 177 événements dans le lot des Λ mesurés à Saclay (figure 8), soit dans le rapport :

$$\frac{177}{3882 + 177} = 0,044.$$

On désigne par θ_p, l'angle entre le proton de la désintégration et la ligne de vol du Λ , dans le système du Λ au repos. La distribution de cos θ_p (figure 13) ne montre pas de perte sensible d'événements dans l'intervalle

$$0,9 \leqslant \cos \theta_p \leqslant 1.$$

C'est dans cette zone que se manifeste la perte due aux π^- peu énergiques. On remarque qu'à 3,93 GeV/c les Λ issus du $Y^{*+}(1385)$ sont polarisés. Cette polarisation est nulle à 4,23 GeV/c.

En conclusion, les pertes d'événements sont peu importantes et ont pu être prises correctement en compte par la pondération.

V - SEPARATION Λ - Σ°.

Dans le système où le Σ° est au repos, ses deux particules de désintégration, Λ et σ, ont une impulsion de 74 MeV/c, l'énergie du Λ est de 1,118 GeV. La figure 14 représente les ellipsoïdes, lieux géométriques des impulsions du Λ et du σ dans le laboratoire, pour un Σ° de 1 GeV/c.

Pour certains événements, les deux hypothèses $\Lambda\pi^+\pi^-$ et $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ peuvent être ajustées simultanément. Cette ambiguïté cinématique ne peut avoir lieu que si l'impulsion manquante à $\Lambda\pi^+\pi^-$ est compatible avec zéro, compte-tenu des erreurs. L'impulsion manquante est alors dans un ellipsoïde d'erreurs centré sur l'origine. La zone ambiguë est la surface de l'ellipsoïde relatif au σ, contenue dans l'ellipsoïde d'erreurs. Il faut en outre que, par suite des erreurs sur les mesures, l'énergie manquante à $\Lambda\pi^+\pi^-$ soit compatible à la fois avec zéro et avec l'énergie du σ. Si les erreurs sont petites, l'ambiguïté n'est possible que si le Σ° a une grande impulsion et si le σ est émis vers l'arrière. Par contre, un Λ très énergique est ambigu avec un tel Σ°. Par ailleurs la section efficace de production de $\Lambda\pi^+\pi^-$ est environ le double de celle de $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$. Ainsi, surtout lorsque les erreurs sont petites, la plupart des événements ambigus sont des $\Lambda\pi^+\pi^-$.

Pour les événements satisfaisant à l'hypothèse $\Lambda\pi^+\pi^-$, la proportion de ceux qui sont ambigus avec $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ est de 46% à

Saclay et de 92% à l'Ecole Polytechnique. Cette variation provient de l'évaluation différente des erreurs.

Ensuite il faut lever l'ambiguïté entre les deux hypothèses $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ et $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^\circ$. Ceci concerne le quart des événements $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$.

Comme les erreurs n'ont pas été estimées de la même façon, la séparation des hypothèses est réalisée un peu différemment dans les deux laboratoires.

V-1 Evénements mesurés à Saclay.

a - Séparation $\Lambda\pi^+\pi^-$ et $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$.

La distribution du cosinus de l'angle (σ, Σ°)(*), dans le système du Σ° au repos, est pratiquement constante pour les Σ° non ambigus (figure 15). Ce lot ne contient donc pas d'événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ pour lesquels l'ajustement de cette hypothèse $\Lambda\pi^+\pi^-$ aurait échoué.

Pour les événements ambigus cette distribution est concentrée dans la zone

$$-1 \leqslant \cos(\sigma, \Sigma^\circ) \leqslant -0{,}6.$$

Ces événements sont donc des $\Lambda\pi^+\pi^-$, sauf peut-être une vingtaine au maximum. La figure 16 représente le spectre d'énergie manquante pour les événements $\Lambda\pi^+\pi^-$. La valeur centrale de cette distribution est de $(6 \pm 2{,}6)$ MeV.

b - Séparation $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ et $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^\circ$.

Tous les événements ambigus entre les deux hypothèses $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ et $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^\circ$ sont considérés comme des $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$. Ceci est justifié par la distribution de la masse $\Lambda\pi^+\pi^-$ dans l'hypothèse $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^\circ$. On constate un excès d'événements dans l'espace de phase, vers le maximum de cette masse. Cet excès disparaît exactement si on retire tous les événements ambigus (figure 17). Par ailleurs, une résonance si nette en $\Lambda\pi^+\pi^-$, ayant une masse voisine de 2,760 GeV, n'est pas connue.

(*) Dans le système du Σ° au repos, cet angle est mieux défini comme étant l'angle $-(\sigma, (\pi^+\pi^-))$.

c - Vérification.

La distribution de l'énergie manquante, pour les événements avec un ou plusieurs π° n'indique pas que l'ajustement de certains événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ ait échoué (figure 18).

La distribution du carré de la masse manquante pour ces mêmes événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ $(n\pi^\circ)$ présente un excès de (50 ± 13) événements au voisinage de 0 GeV^2 (figure 19). Mais on doit avoir quelques événements $\Lambda\pi^+\pi^-\gamma$ venant de $\Lambda\eta$ et de ΛX°. Leur nombre peut être évalué d'après leur section efficace [6].

On a :

$\Lambda\eta$ ($\sigma = 40 \pm 10$ µb) avec 4,7% des η en $\pi^+\pi^-\gamma$ soit 1,9 µb,
ΛX° ($\sigma = 51 \pm 5$ µb) avec 29,4% des X° en $\pi^+\pi^-\gamma$ soit 15,0 µb.

Par suite la section efficace des événements $\Lambda\pi^+\pi^-\gamma$ est de 17 ± 2 µb. Comme on a 3633 Λ pour une section efficace de 2,76 mb (paragraphe 6), le nombre des $\Lambda\pi^+\pi^-\gamma$ est estimé à

$$3633 \times \frac{17}{2760} = 22 \text{ événements},$$

avec une erreur estimée à $\pm$ 5 événements.

Il y a ainsi (28 ± 12) événements $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ dans le lot des $\Lambda\pi^+\pi^-$ $(n\pi^\circ)$.

L'histogramme du carré de la masse manquante aux deux π chargés confirme qu'il n'y a pas de $\Lambda\pi^+\pi^-$ $(n\pi^\circ)$ dans le lot des $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ (figure 20).

d - Répartition des événements avec Λ, mesurés à Saclay.

Sur 3918 événements retenus comme Λ, certains sont rejetés par les critères servant à la pondération. D'autres constituent le lot des événements dits rares. Ce sont les événements ΛK^+K^-, $\Sigma^\circ K^+K^-$ et $\Xi^\circ K^+\pi^-$. En cas d'ambiguïté entre hypothèse rare et hypothèse non rare, ces deux hypothèses n'ont pas le même nombre de contraintes cinématiques, et par suite, on a retenu celle qui en a le plus.

Λ mesuré	3918
rejet par le 1er critère (hors volume, distance trop courte entre les 2 apex)	140
rejet par le 2ème critère (traces de désintégration trop courtes)	145
événements restant	3633

Le poids total des événements restant est 4166. Ceci correspond à un poids moyen de 1,15. Pour chaque réaction, le poids est indiqué entre parenthèses.

événements rares			
ΛK^+K^-	80	(93)	dont 47 ambigus $\Lambda\pi^+\pi^-$ ($n\pi^o$)
$\Sigma^oK^+K^-$	30	(35)	dont 4 "
$\Xi^oK^+\pi^-$	22	(24)	
total	132	(152)	

Répartition des événements (non rares) mesurés à Saclay.

nombre de / dans	$\Lambda\pi^+\pi^-$	$\Sigma^o\pi^+\pi^-$	$\Lambda\pi^+\pi^-(n\pi^o)$
$\Lambda\pi^+\pi^-$	355 (424)	16 à 40	0
$\Sigma^o\pi^+\pi^-$	0 à 10	180 (210)	0 à 4
$\Lambda\pi^+\pi^-(n\pi^o)$	15 à 35	0 à 20	2965 (3359)

Ce tableau représente la répartition des événements après avoir levé les ambiguïtés et indique une estimation des contaminations résiduelles.

V-2 Evénements mesurés à l'Ecole Polytechnique.

Dans ce lot, les erreurs sont surestimées. Aussi a-t-on une grande proportion d'événements ambigus. On ne peut pas toujours considérer comme bonne, l'hypothèse dont l'ajustement a le plus de contraintes.

a - Séparation Λ ou Σ°, $\pi^+\pi^-$ et Λ ou Σ°, K^+K^-.

Ces événements n'ont été éliminés du lot $\Lambda\pi^+\pi^-$ ou $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ que si la masse du système K^+K^- dans l'hypothèse rare correspond à celle du $\varphi(1019)$. Ceci représente environ 50% des événements avec une hypothèse rare.

b - Séparation $\Lambda\pi^+\pi^-$ et $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$.

La séparation est faite en comparant les probabilités de ces deux hypothèses. On considère comme $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$, les événements pour lesquels

Probabilité $(\Sigma^\circ\pi^+\pi^-) > 4$ x Probabilité $(\Lambda\pi^+\pi^-)$.

Une telle coupure est suggérée par l'histogramme, à deux dimensions, du rapport de ces probabilités en fonction de cos (γ, Σ°) [7].

c - Séparation $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ et $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^\circ$.

La distribution de la masse $\Lambda\pi^+\pi^-$ pour les événements non ambigus $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^\circ$ indique qu'une trentaine d'événements manquent dans la zone d'ambiguïté avec $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$. Cette trentaine d'événements est récupérée par une coupure en probabilité dans l'ensemble des événements ambigus. Un événement ambigu est considéré comme $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^\circ$ si

Probabilité $(\Lambda\pi^+\pi^-\pi^\circ) > 10$ x Probabilité $(\Sigma^\circ\pi^+\pi^-)$,

sinon il est considéré comme $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$.

d - Contamination des lots.

La distribution de l'énergie manquante pour les événements considérés comme $\Lambda\pi^+\pi^-$ est centrée sur 32 ± 2 MeV. Cette valeur aurait dû être de 20 MeV comme l'erreur systématique sur l'impulsion du faisceau. Cet écart peut s'expliquer si 10% de ces $\Lambda\pi^+\pi^-$ sont en fait des $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$.

La distribution du cosinus de l'angle (σ, Σ°) dans le centre de masse du Σ°, indique que 20% des événements considérés comme $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ sont en fait des $\Lambda\pi^+\pi^-$.

La distribution de la masse manquante pour les événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ $(n\pi^\circ)$ ne présente aucune accumulation au voisinage de 0 GeV. Pourtant, d'après les sections efficaces de $\Lambda\eta$ et de ΛX°, on doit avoir (65 ± 15) événements $\Lambda\pi^+\pi^-\sigma$.

Répartition des événements mesurés par le laboratoire de l'Ecole Polytechnique	
1037	$\Lambda\ \pi^+\pi^-$
520	$\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$
7420	$\Lambda\ \pi^+\pi^-\ (n\pi^\circ)$

On constate d'après ce tableau et le précédent que finalement la répartition des événements selon les diverses hypothèses a lieu dans des proportions analogues à celles du lot mesuré à Saclay.

VI - SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DU Λ ET DU K°.

La section efficace σ_R, d'une réaction appartenant au type 201, est calculée par référence à la section efficace σ_o, de production du Λ ou du K° correspondant dans ce même type :

$$\sigma_R = \frac{N_R}{N_o}\,\sigma_o,$$

N_R et N_o étant respectivement le nombre pondéré d'événements de la réaction et celui de la production du Λ ou du K°.

La section efficace de production de Λ ou de K° est établie en comparant le nombre d'événements de cette catégorie au nombre n de $\mathcal{C}$ (désintégration du K^- incident en $\pi^-\pi^+\pi^-$) :

$$\sigma_o = \frac{N_o}{\lambda n},$$

où :

$$\lambda = \rho A \frac{\mathcal{C}_o}{r} \frac{cp_L}{m_K}.$$

Les divers paramètres ont les significations suivantes [8] :

ρ , densité de l'hydrogène liquide dans la chambre à bulle :
à T = 25,5°K , $\rho = (0,063 \pm 0,002)\,g/cm^3$,

A , nombre d'Avogadro : $A = 6,022 \times 10^{23}$,

τ_o, vie moyenne du K^- : $c\tau_o = 370,8$ cm,

r , fraction des K^- se désintégrant en $\pi^-\pi^+\pi^-$: $r = 0,0558 \pm 0,0003$,

p_L, impulsion du faisceau (1ère exposition): $p_L = 3,935$ GeV/c,

m_K, masse du K^- : $m_K = 0,4938$ GeV.

On obtient

$$\lambda = (2,00 \pm 0,06)\ mb^{-1}.$$

Seuls, les événements mesurés à Saclay et appartenant à la première série de clichés, ont servi au calcul des sections efficaces de production du Λ et du K°. Le nombre de τ pour ces films est

$$n = 452 \pm 21.$$

Dans le calcul des sections efficaces, les pertes d'événements au cours de la mesure et de l'ajustement cinématique ont été prises en compte par un facteur correctif. Ce facteur tient compte également du rapport égal à 0,7 entre le volume utilisé pour la mesure H.P.D. et celui pris pour le comptage des τ. A ce rapport de volume correspond un rapport de nombre d'événements qui a été déterminé comme égal à : $\frac{193}{266} = 0,726$.

Calcul de la section efficace

classe	nombre	nombre pondéré	poids moyen	facteur correctif	section efficace
type 201	1703	1877,9	1,10	1,75 ± 0,08	3,63 ± 0,26 mb
Λ vu	944	1034,6	1,10	1,55 ± 0,09	1,77 ± 0,15 mb
K° vu	759	843,3	1,10	1,99 ± 0,16	1,86 ± 0,16 mb

Pour obtenir les sections efficaces de production de Λ et de K°, il faut tenir compte de la probabilité de désintégration de ces particules en particules chargées. Ces probabilités sont :

0,64 pour le Λ ,

0,34 pour le K°.

Par suite, on a

$$\sigma_\Lambda = \frac{1,77}{0,64} = (2,76 \pm 0,23) \text{ mb},$$

$$\sigma_{K^\circ} = \frac{1,86}{0,34} = (5,47 \pm 0,47) \text{ mb}.$$

VII - SECTIONS EFFICACES.

VII-1 Collaboration Saclay-Ecole Polytechnique.

Les événements sont obtenus avec un faisceau d'impulsion 3,93 GeV/c.

Le calcul de la section efficace des réactions

$$K^- p \longrightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-,$$

$$K^- p \longrightarrow \Sigma^\circ \pi^+ \pi^-,$$

$$K^- p \longrightarrow \Lambda \pi^+ \pi^- \ (n\pi^\circ),$$

a été effectué sur l'ensemble des événements mesurés à Saclay. Leur poids total est 4166. Les erreurs sont calculées en ajoutant quadratiquement à l'erreur statistique, une erreur systématique de 7%.

a - Réaction $K^- p \longrightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$.

Tenant compte des diverses contaminations et pertes, on a 375 $\Lambda \pi^+ \pi^-$ d'un poids global de 448. La section efficace est

$$\sigma = \frac{448}{4166} \times 2,76 = (0,30 \pm 0,035) \text{ mb}.$$

b - Réaction $K^- p \longrightarrow \Sigma^0 \pi^+ \pi^-$.

Tenant compte des diverses contaminations et pertes, on a 194 $\Sigma^0 \pi^+ \pi^-$ d'un poids global de 225. La section efficace est

$$\sigma = \frac{225}{4166} \times 2,76 = (0,15 \pm 0,02) \text{ mb.}$$

c - Réaction $K^- p \longrightarrow \Lambda \pi^+ \pi^- (n\pi^0)$.

Tenant compte des diverses contaminations et pertes, on a 2882 $\Lambda \pi^+ \pi^- (n\pi^0)$ d'un poids global de 3260. La section efficace est

$$\sigma = \frac{3260}{4166} \times 2,76 = (2,23 \pm 0,20) \text{ mb.}$$

VII-2 Collaboration Amsterdam-Nimègue.

La collaboration Amsterdam-Nimègue a fourni un lot de 945 événements $\Lambda \pi^+ \pi^-$. L'impulsion du faisceau est de 4,23 GeV/c. Sa dispersion est de $\pm$ 30 MeV/c.

La section efficace calculée par cette collaboration pour les 11776 événements de la topologie 201 est de 3,57 mb [9]. Par suite, la section efficace de la réaction $K^- p \longrightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$ est

$$\sigma = (0,286 \pm 0,025) \text{ mb.}$$

L'erreur est calculée en ajoutant quadratiquement à l'erreur statistique une erreur systématique de 5%.

Sur la figure 21, ces résultats sont comparés aux sections efficaces $\Lambda \pi^+ \pi^-$ et $\Sigma^0 \pi^+ \pi^-$ obtenues à d'autres énergies [10].

VIII - DESCRIPTION DE LA REACTION $K^- p \longrightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$.

VIII-1 Diagramme de Dalitz.

La figure 22 représente le diagramme de Dalitz pour les événements $\Lambda \pi^+ \pi^-$ à 3,93 GeV/c. En plus des deux résonances prépondérantes Y^{*+} (1385) et ρ^0 (765), on trouve, avec un fond important, les résonances f (1260) et Y^{*-} (1385). Dans une région assez étendue de la masse $\Lambda \pi^+$, on constate une accumulation d'événements contenant le Σ^+ (1660), mais qu'il ne semble pas possible d'analyser. La production du Y^{*+} est étudiée au chapitre suivant.

Le nombre de $Y^{*-}(1385)$ est estimé à (22 ± 5) événements sur un fond de (19 ± 10) événements. On peut évaluer le rapport de la désintégration du $Y^{*}(1385)$ en $\Sigma\pi$ et en $\Lambda\pi$ en comparant ce résultat à celui trouvé au chapitre III. En tenant compte de la désintégration en $\Sigma^{+}\pi^{\circ}$, on obtient pour ce rapport

$$2 \times \frac{22}{205} = 0,21 \pm 0,10.$$

Dans l'intervalle

$$2,4\ \text{GeV}^2 < m^2(\Sigma^{\circ}\pi^{+}) < 3,1\ \text{GeV}^2\ ,$$

on a une accumulation de (103 ± 10) événements sur un fond estimé à (75 ± 30) événements. Cette accumulation contient le $\Sigma^{+}(1660)$.

Le nombre de $\Sigma^{+}(1915)$ est estimé dans l'intervalle

$$3,4\ \text{GeV}^2 < m^2(\Sigma^{\circ}\pi^{+}) < 3,7\ \text{GeV}^2$$

à (35 ± 6) événements sur un fond de (30 ± 15) événements. Ceci correspond à une section efficace de $(7,5 \pm 4)$ microbarns.

VIII-2 Diagramme de Chew et Low.

Le diagramme de Chew et Low est représenté sur la figure 23 pour chaque combinaison de deux des trois particules de l'état final $\Lambda\pi^{+}\pi^{-}$. On remarque que le système $\Lambda\pi^{+}$ est produit surtout à petit transfert. Le système $\Lambda\pi^{-}$ correspond plutôt à de grands transferts.

VIII-3 Réaction $K^{-}p \longrightarrow \pi^{+}Y^{*-}(1385)$.

Pour étudier cette réaction, le carré de la masse du Y^{*-} est pris dans l'intervalle

$$1,74\ \text{GeV}^2 < m^2(\Lambda\pi^{-}) < 2,10\ \text{GeV}^2.$$

Dans l'expérience de la collaboration Saclay-Ecole Polytechnique à 3,93 GeV/c, on a 39 événements $\pi^{+}\ Y^{*-}$ sur un fond estimé à 25 événements. Pour l'expérience de la collaboration Amsterdam-Nimègue on a 22 Y^{*-} sur un fond estimé à 12 événements.

Les sections efficaces sont par suite :

à 3,93 GeV/c : (8,7 ± 2) µb,
à 4,23 GeV/c : (6,7 ± 2) µb.

Cette production de Y^{*-} peut avoir lieu par échange de baryons dans la voie u, tandis que la voie t est exotique. La comparaison des sections efficaces à diverses énergies est établie sur la figure 24 [10].

IX - REACTION $K^- p \longrightarrow \Sigma^0 \pi^+ \pi^-$.

La figure 25 représente le diagramme de Dalitz pour les 700 événements $\Sigma^0 \pi^+ \pi^-$ de la collaboration à 3,93 GeV/c. Les diagrammes de Chew et Low pour ces mêmes événements sont dessinés sur la figure 26.

Les résonances mésoniques prépondérantes sont le $\rho^0(765)$ et le f(1260). Elles sont étudiées dans la référence 7 .

Les résonances baryoniques sont le $Y^{*+}(1385)$, le $\Sigma^+(1660)$ et le $\Sigma^+(1915)$.

Chapitre III

ETUDE DE LA REACTION $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}(1385)$

Parmi les événements de la réaction $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$, le Y^{*+} apparaît comme une résonance assez étroite du système $\Lambda\pi^+$ et située au début de l'espace de phase.

I - SECTION EFFICACE.

On considère que les événements appartenant à la résonance $Y^{*+}(1385)$ de spin et parité $\frac{3}{2}^+$, sont ceux qui ont le carré de la masse du système $(\Lambda\pi^+)$ dans l'intervalle

$$1{,}74 \text{ GeV}^2 < m^2(\Lambda\pi^+) < 2{,}10 \text{ GeV}^2.$$

La valeur moyenne de la distribution ainsi obtenue est :

à 3,93 GeV/c : $(1{,}912 \pm 0{,}006)$ GeV^2,
à 4,23 GeV/c : $(1{,}930 \pm 0{,}006)$ GeV^2.

Ces valeurs sont compatibles avec 1,92 GeV^2, carré de la masse du Y^{*+} [8].

La production du $Y^{*+}(1385)$ a lieu surtout à petit transfert t. Pour les deux expériences, à 3,93 GeV/c et à 4,23 GeV/c, le fond est estimé en moyenne à

7% pour $|t| < 1{,}2$ GeV^2,
50% pour $|t| > 1{,}2$ GeV^2.

Cette estimation est faite en considérant le spectre de la masse du système $(\Lambda\pi^+)$ pour chacun de ces deux intervalles en t. L'erreur sur l'estimation peut être égale à la moitié de sa valeur.

I-1 Résultats.

a - événements à 3,93 GeV/c.

	nombre d'événements	poids total	section efficace
$\Lambda\pi^+\pi^-$	1392	1616	300 ± 35 µb
$1,74 < m^2(\Lambda\pi^+) < 2,10$ GeV^2	247	294	
fond estimé à	42		
$Y^{*+}\pi^-$ $(Y^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+)$	205	246	45,6 ± 8 µb
$Y^{*+}\pi^-$ $(Y^{*+} \rightarrow \Lambda,\Sigma\pi)$			50,7 ± 9 µb

TABLEAU 1

On admet que 90% des Y^* se désintégrent en $\Lambda\pi$ [8].

Pour cette expérience, on a 4,6 événements par microbarn.

L'erreur sur la section efficace de la réaction $Y^{*+}\pi^-$ est obtenue en ajoutant quadratiquement à l'erreur statistique l'erreur de 12% sur la section efficace $\Lambda\pi^+\pi^-$, ainsi qu'une erreur de 50% sur l'estimation du fond. Ces erreurs n'ont qu'une petite corrélation.

b - événements à 4,23 GeV/c.

	nombre d'événements	poids total	section efficace
$\Lambda\pi^+\pi^-$	945	1012	286 ± 25 µb
$1,74 < m^2(\Lambda\pi^+) < 2,10$ GeV^2	192		
fond estimé à	35		
$Y^{*+}\pi^-$ $(Y^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+)$	157	164	46,4 ± 8 µb
$Y^{*+}\pi^-$ $(Y^{*+} \rightarrow \Lambda,\Sigma\pi)$			51,6 ± 9 µb

TABLEAU 2

On a 3,3 événements par microbarn.

L'erreur est calculée de la même façon que pour l'autre énergie. Ici l'erreur relative sur la section efficace $\Lambda\pi^+\pi^-$ est de 9%.

I-2 Comparaison avec d'autres expériences.

La section efficace est représentée sur la figure 27 pour diverses valeurs de l'impulsion [10, 11]. On constate un changement de pente vers 5 GeV/c.

II - SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE.

Le calcul est établi avec les événements pondérés et en tenant compte du fond. Sur le diagramme de Chew et Low (figure 23), on constate que pour $|t| < 1,2$ GeV^2 le pourcentage du fond est à peu près constant ; il est estimé à 7%. Pour $|t| > 1,2$ GeV^2, le nombre de Y^{*+} est très petit. Par suite le fond est relativement très important, de l'ordre de 50% des événements.

t(GeV^2)	3,93 GeV/c		4,23 GeV/c	
	$\frac{d\sigma}{dt}$ (μb/GeV^2)	erreur$_2$ (μb/GeV^2)	$\frac{d\sigma}{dt}$ (μb/GeV^2)	erreur$_2$ (μb/GeV^2)
- 0,01	69	14	56	14
- 0,10	76	12	83	15
- 0,20	67	10	82	15
- 0,30	61	10	57	13
- 0,40	45	9	43	10
- 0,50	40	8	37	10
- 0,60	33	8	25	6
- 0,70	31	8	48	11
- 0,80	11	5	16	6
- 0,90	13	5	10	5
- 1,00	5	3	4	3
t maximum	+ 0,029 GeV^2		+ 0,027 GeV^2	
t minimum	- 5,682 "		- 6,166 "	

TABLEAU 3

Ce tableau concerne la section efficace pour la chaîne des 2 réactions :

$$K^- p \rightarrow Y^{*+}(1385)\pi^-$$
$$\hookrightarrow \Lambda\pi^+$$

Pour obtenir la section efficace de la réaction $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$, il faut aussi tenir compte de la désintégration du Y^*, en $\Sigma\pi$. Il faut donc multiplier les valeurs ci-dessus par 1,1 [8].

III - PARAMETRES DE POLARISATION.

III-1 Etats d'une particule.

Une particule est caractérisée, en ce qui concerne la cinématique, par une représentation unitaire, irréductible du groupe de Poincaré. Cette représentation est définie par la masse m et le spin j [12].

a - état pur.

Si l'état de la particule est défini comme état propre (vecteur propre) ou superposition linéaire d'états propres ψ_n d'un ensemble complet d'opérateurs, c'est un état pur. Un tel état est décrit par une fonction d'onde ψ, dans un espace de Hilbert à (2j+1) dimensions :

$$\psi = C^n \psi_n, \qquad (1)$$

les fonctions ψ_n définissant une base orthonormée.

La coordonnée covariante C_n est complexe conjuguée de la coordonnée contravariante C^n puisque la représentation est unitaire.

Le résultat d'une mesure est la valeur moyenne d'une observable Q :

$$\langle Q \rangle = \psi^\dagger Q \psi = C_m C^n Q^m{}_n, \quad \text{où} \quad Q^m{}_n = \psi^m Q \psi_n. \qquad (2)$$

On peut ainsi déterminer les valeurs des coefficients C^n, à une phase commune près. La connaissance des coefficients C^n donne l'information maximale que la mécanique quantique permet d'avoir sur la particule.

b - <u>mélange</u>.

Plus généralement, l'information sur la particule peut être incomplète. C'est le cas pour une particule non complètement polarisée, ou bien pour laquelle on n'a pas effectué un ensemble complet de mesures. L'état de la particule est un mélange, une superposition incohérente d'états purs orthogonaux entre eux. Par exemple, un proton non polarisé peut être considéré comme un mélange, en proportions égales, d'états de spin $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$ dans une direction quelconque.

L'information sur la particule n'est plus maximale. Cependant son état est parfaitement caractérisé par un ensemble complet de résultats statistiques, valeurs moyennes d'observables

$$<Q> = p_i <Q>^i = \sum_i p_i \, c_m^{(i)} \, c^{(i)n} \, Q^m{}_n, \qquad (3)$$

où les p_i sont les poids des états purs contenus dans le mélange. L'état de la particule n'est plus décrit par une fonction d'onde, mais par une matrice de densité de polarisation :

$$\rho^n{}_m = \sum_i p_i \, c_m^{(i)} \, c^{(i)n}. \qquad (4)$$

C'est une matrice hermitique. Elle contient toute l'information statistique fournie par la distribution angulaire des particules de désintégration.

La valeur moyenne d'une observable Q, est le produit scalaire des deux opérateurs hermitiques ρ et Q :

$$<Q> = \rho^n{}_m \, Q^m{}_n = \mathrm{tr}(\rho Q). \qquad (5)$$

Dans une représentation où ρ est diagonale, les vecteurs de base sont les états purs contenus dans le mélange. Il en résulte

$$\mathrm{tr}\,\rho = \sum p_i = 1. \qquad (6)$$

La valeur moyenne $<Q>$ contient simultanément une moyenne inhérente à la quantification, les termes $<Q>^i$, et une moyenne due au manque d'information, la pondération des états purs.

La matrice-densité permet de traiter par le même formalisme les états purs et les mélanges [13].

Les propriétés de cette matrice sont exposées en détail pour divers spins dans le cours de M.G. DONCEL, L. MICHEL et P. MINNAERT, sur les matrices de densité de polarisation [14].

III-2 Domaine de positivité.

a - trace

Désignant par $N = 2j+1$, la dimension de l'espace des fonctions d'onde, il faut $(2N-2)$ paramètres réels pour définir un état pur (fonction d'onde normalisée et à une phase près). Il faut (N^2-1) paramètres pour définir un mélange ; la matrice-densité de polarisation est un vecteur, dans l'hyperplan à (N^2-1) dimensions ($\mathrm{tr}\,\rho = 1$), de l'espace à N^2 dimensions des matrices hermitiques.

b - valeurs propres.

Chacune des valeurs propres de la matrice-densité de polarisation représente le poids d'un état pur contenu dans le mélange. Elles sont donc positives ou nulles.

Le polynôme caractéristique de la matrice ρ,

$$\det(p.\mathbb{1} - \rho) = p^N - C_1 p^{N-1} + C_2 p^{N-2} \ldots + (-1)^N C_N, \qquad (7)$$

avec

$$C_1 = \mathrm{tr}\,\rho = 1,$$

doit avoir les $(N-1)$ coefficients C_i positifs ou nuls, pour $i=2, \ldots N$. Ces $(N-1)$ conditions sont nécessaires et suffisantes pour que ρ soit une matrice semi-positive. Ces coefficients C_i s'expriment comme fonctions symétriques des racines grâce aux formules de NEWTON [15].

Ces conditions définissent le domaine de positivité de la matrice ρ. C'est un domaine convexe puisque toute combinaison $a_1\rho_1 + a_2\rho_2$ avec $a_1 + a_2 = 1$, a_1 et $a_2 > 0$, est une matrice hermitique, semi-positive, de trace 1.

III-3 Rang.

La matrice-densité de polarisation peut être rendue diagonale par un changement de base(*). Les racines du polynôme caractéris-

(*) Ce changement de base est une transformation de SU(N) qui n'est pas la représentation d'une rotation sauf s'il existe un axe de quantification tel que chaque état pur contenu dans le mélange soit état propre des rotations autour de cet axe, lorsque les vecteurs de base représentent les états $|jm>$. On désigne par m, la projection du spin sur cet axe.

tique apparaissent alors comme les poids des états purs contenus dans le mélange. S'il y a n racines non nulles, l'état est un mélange de n états purs orthogonaux. La matrice est dite de rang n, et les coefficients C_{n+1}, ... C_N sont nuls. A un état pur, correspond une matrice de rang 1. Lorsque le rang n'est pas maximum ($n < N$), N-n valeurs propres sont nulles ; on est alors au bord du domaine de positivité.

Plus généralement, le rang d'un opérateur est la dimension de l'espace image. Cet espace peut être défini ici par les vecteurs propres (à valeurs propres positives), c'est-à-dire par les états purs contenus dans le mélange.

Sur la forme diagonale, on vérifie bien le théorème d'EBERHARD-GOOD [16]:

$$\frac{1}{n} \leqslant \text{tr } \rho^2 \leqslant 1. \qquad (8)$$

Pour un état pur cette double inégalité se réduit à l'équation d'une sphère de rayon unité dans l'espace des matrices hermitiques.(*)

Les états purs sont à l'intersection de la sphère de rayon 1 et de l'hyperplan $\text{tr}\,\rho = 1$. Les mélanges sont à l'intérieur de cette intersection qui est une sphère à (N^2-1) dimensions. Son centre correspond à

$$p_i = \frac{1}{N} \qquad i = 1, \ldots N, \qquad (9)$$

d'où

$$\text{tr } \rho^2 = \frac{1}{N}.$$

C'est le centre d'isotropie, représentant l'état non polarisé ; tous les états purs orthogonaux entre eux y ont le même poids $\frac{1}{N}$.

A l'intérieur de cette sphère, les autres conditions de positivité limitent le domaine de la matrice de densité de polarisation [14].

Les matrices ρ_i, de l'état initial et ρ_f, de l'état final sont reliées linéairement par la matrice de transition T :

$$\rho_f = T \rho_i T^{\dagger}. \qquad (10)$$

Le rang de ρ_f ne peut donc pas être supérieur à celui de ρ_i. Ainsi dans la réaction $K^- p \longrightarrow \pi^- Y^{*+}$, le rang de la matrice-densité du Y^* est au maximum 2, comme celui du proton ; le rang est conservé dans cette réaction.

(*) La distance de deux points ρ_1 et ρ_2 de cet espace, est définie par le produit scalaire, $\text{tr}(\rho_1 - \rho_2)^2$.

III-4 Symétrie de Bohr.

Le plan d'une réaction à deux corps est un plan de symétrie si les deux particules initiales ne sont pas polarisées ou si leurs polarisations sont perpendiculaires à ce plan(*). C'est la symétrie de Bohr [17]. Elle peut être considérée comme le produit de deux opérations, une symétrie par rapport à un point, c'est l'opération de parité $\mathcal{P}$, et une rotation de π radians autour de la normale $\hat{n}$ à ce plan. Désignant par S l'opérateur de spin selon $\hat{n}$, la réflexion par rapport au plan de la réaction est décrite par l'opérateur

$$B = \mathcal{P} e^{i\pi S}. \qquad (11)$$

L'état initial est état propre de cet opérateur si les polarisations sont perpendiculaires au plan de la réaction. Par conservation de la parité et invariance par rotation, l'état final est état propre de B avec la même valeur propre :

$$\mathcal{P}_1 \, e^{i\pi S_1} = \mathcal{P}_2 \, e^{i\pi S_2}. \qquad (12)$$

où $\mathcal{P}_i$ et S_i $(i = 1,2)$ désignent les valeurs propres des opérateurs $\mathcal{P}$ et S dans l'état initial et dans l'état final. Il en résulte que la transition entre composantes de spin de l'état initial S_1 et de l'état final S_2 est telle que :

$$S_2 - S_1 \text{ pair si } \mathcal{P}_2 = \mathcal{P}_1 , \qquad (13a)$$

$$S_2 - S_1 \text{ impair si } \mathcal{P}_2 = - \mathcal{P}_1 . \qquad (13b)$$

Ainsi pour une valeur initiale S_1 fixée, les valeurs de S_2 diffèrent entre elles d'un multiple de 2.

Par exemple, dans la réaction $K^- p \longrightarrow \pi^- Y^{*+}$, à un proton dans un état pur de spin $+\frac{1}{2}$, correspond un Y^{*+} dans un état pur, combinaison linéaire des états $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{3}{2}$, l'axe de quantification étant la normale au plan de la réaction. On a un résultat analogue avec un proton dans l'état $-\frac{1}{2}$; le Y^{*+} est alors une combinaison linéaire des états $-\frac{1}{2}$ et $+\frac{3}{2}$. Pour chacun de ces deux cas, la

---

(*) Les particules initiales sont en pratique de spin 0 ou 1/2. La polarisation d'une particule de spin 1/2 est un pseudovecteur [14].

matrice-densité du Y^{*+}, respectivement ρ_+ et ρ_-, est de rang 1. Elles ont la forme suivante :

$$\rho_+ = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}} & 0 & \rho_{\frac{1}{2},-\frac{3}{2}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{-\frac{3}{2},\frac{1}{2}} & 0 & \rho_{-\frac{3}{2},-\frac{3}{2}} \end{vmatrix}, \quad \rho_- = \begin{vmatrix} \rho_{\frac{3}{2},\frac{3}{2}} & 0 & \rho_{\frac{3}{2},-\frac{1}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \rho_{-\frac{1}{2},\frac{3}{2}} & 0 & \rho_{-\frac{1}{2},-\frac{1}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \tag{14}$$

avec les conditions d'hermiticité

$$\rho_{ij} = \rho_{ji}^{*}, \tag{15}$$

et les conditions de rang 1

$$\begin{aligned} \rho_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}} \cdot \rho_{-\frac{3}{2},-\frac{3}{2}} - \left|\rho_{\frac{1}{2},-\frac{3}{2}}\right|^2 &= 0, \\ \rho_{\frac{3}{2},\frac{3}{2}} \cdot \rho_{-\frac{1}{2},-\frac{1}{2}} - \left|\rho_{\frac{3}{2},-\frac{1}{2}}\right|^2 &= 0. \end{aligned} \tag{16}$$

Si l'état initial est un mélange incohérent d'états $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$, on additionne les deux matrices ρ_+ et ρ_- avec le poids de l'état final correspondant. La matrice résultante ρ est de rang 2. Elle apparaît en forme de damier où les zéros sont les cases noires, les autres éléments étant les cases blanches [14, 18, 19].

On remarque qu'avec une cible de protons non polarisés, la matrice-densité finale ne contient pas de terme d'interférence entre états finals provenant d'un proton d'état $+\frac{1}{2}$ d'une part, et ceux provenant d'un proton d'état $-\frac{1}{2}$ d'autre part. Ainsi sur cible non polarisée, ne peut-on pas déterminer la phase relative des transitions à partir d'un état $+\frac{1}{2}$ et d'un état $-\frac{1}{2}$, l'axe de quantification étant la normale au plan de la réaction.

Dans l'exemple ci-dessus on a 4 amplitudes de transition, donc 7 grandeurs réelles à déterminer expérimentalement. Mais on ne dispose que de 6 mesures possibles, la section efficace et seulement 5 paramètres de polarisation indépendants, par suite des conditions de rang (16). La grandeur physique inaccessible sans cible polarisée est précisément cette phase relative.

III-5 Décomposition de la matrice-densité en multipôles.

Les vecteurs de base de l'espace de la représentation unitaire du groupe des rotations, pour un spin j, sont les harmoniques sphériques $|j,m>$:

$$U(R)\,|jm> = D^{(j)}(R)^{m'}{}_{m}\,|jm'> . \qquad (17)$$

Un élément de matrice-densité

$$\rho^{m}{}_{n} = <jm|\rho|jn> \qquad (18)$$

se transforme par rotation selon la relation

$$\rho^{m}{}_{n} = D^{(j)}(R^{-1})^{m}{}_{m'}\; D^{(j)}(R)^{n'}{}_{n}\rho'^{m'}{}_{n'} . \qquad (19)$$

On a

$$D^{(j)}(R^{-1}) = D^{(j)}(R)^{\dagger} = C\;{}^{t}D(R)\;C^{-1} , \qquad (20)$$

les représentations unitaires $D^{(j)}$ et $D^{(j)*}$ étant équivalentes. Par suite, la matrice ρ se transforme comme le produit de 2 représentations de spin j qui se décompose en somme de représentations irréductibles de dimension $(2L + 1)$ où L varie de 0 à 2 j [14].

Les éléments de base de ces représentations irréductibles sont les matrices $T_M^{(L)}$ dont les éléments sont des coefficients de Clebsch-Gordan

$$\left(T_M^{(L)}\right)^{m}{}_{n} = <jm,\ LM|jn> . \qquad (21)$$

Dans cette base on a pour ρ :

$$\rho = \sum_{L=0}^{2j}\ \sum_{M=-L}^{L} \frac{2L+1}{2j+1}\; t_M^{(L)}\; T_M^{(L)\dagger} , \qquad (22)$$

où les paramètres multipolaires peuvent être calculés par le produit hermitique :

$$t_M^{(L)} = \langle T_M^{(L)\dagger}, \rho \rangle = \mathrm{tr}\left(\rho\, T_M^{(L)}\right). \qquad (23)$$

Les matrices $T_M^{(L)}$ ne sont pas hermitiques :

$$T_M^{(L)\dagger} = (-1)^M\, T_{-M}^{(L)}. \qquad (24)$$

Par suite les paramètres $t_M^{(L)}$ sont complexes :

$$t_M^{(L)*} = (-1)^M\, t_{-M}^{(L)}. \qquad (25)$$

L. Michel a introduit les matrices hermitiques $Q_M^{(L)}$ formant une base orthogonale :

$$Q_o^{(L)} = \sqrt{\frac{2L+1}{2j}}\; T_o^{(L)},$$

$$Q_{\pm M}^{(L)} = (-1)^M \sqrt{\frac{2L+1}{4j}}\; \left(T_M^{(L)} \pm T_M^{(L)\dagger}\right), \text{ pour } M > 0. \qquad (26)$$

Le développement de la matrice ρ est alors :

$$\rho = \frac{1}{2j+1}\, 1 + \frac{2j}{2j+1} \sum_{L=1}^{2j} \sum_{M=-L}^{L} r_M^{(L)}\, Q_M^{(L)}. \qquad (27)$$

Les paramètres multipolaires $r_M^{(L)}$ sont définis par la relation :

$$r_M^{(L)} = \mathrm{tr}\left(\rho\, Q_M^{(L)}\right). \qquad (28)$$

La normalisation des matrices $Q_M^{(L)}$ est telle que le degré de polarisation d, distance de la matrice-densité ρ au centre d'isotropie est donné par :

$$d^2 = \sum_{L,M} \left(r_M^{(L)}\right)^2 = \frac{N}{N-1}\left(\mathrm{tr}\,\rho^2 - \frac{1}{N}\right), \qquad (29)$$

sa valeur pour un état pur étant 1. Les matrices $Q_M^{(L)}$ généralisent les matrices de Pauli, tandis que les paramètres multipolaires $r_M^{(L)}$ généralisent le vecteur de polarisation [14]. Ces paramètres sont réels.

III-6 Distribution angulaire de désintégration.

La distribution angulaire, normalisée à l'unité, peut se développer en harmoniques sphériques :

$$I(\Theta,\varphi) = \frac{1}{4\pi} + \sum_{L=1}^{2j} C(L)\ t_M^{(L)*}\ Y_M^{(L)}\ (\Theta,\varphi). \qquad (30)$$

En général, C(L) dépend de la dynamique de la désintégration [14].

L'inversion d'espace consiste en la transformation :

$$\Theta \longrightarrow \pi - \Theta,$$

$$\varphi \longrightarrow \pi + \varphi,$$

sur les valeurs Θ et φ de l'inclinaison et de l'azimut. Si la parité est conservée, la distribution angulaire est invariante par cette opération :

$$I(\Theta,\varphi) = I(\pi - \Theta, \pi + \varphi). \qquad (31)$$

On a donc :

$$C(L) = 0, \text{ pour L impair}, \qquad (32)$$

puisque

$$Y_M^{(L)}(\Theta,\varphi) = (-1)^L\ Y_M^{(L)}\ (\pi - \Theta, \pi + \varphi).$$

Lorsque l'amplitude d'un seul moment angulaire intervient dans la désintégration par suite de la conservation de la parité, comme pour le Δ ou le Y^*, le facteur C(L) est indépendant de la dynamique de la désintégration [14].

On ne peut mesurer que la polarisation paire par l'étude de la distribution angulaire de la désintégration du Y^*. La polarisation impaire est obtenue par la mesure de la polarisation du Λ issu de cette désintégration.

Un état est dit aligné s'il n'a que des multipôles pairs. L'espace des matrices de densité de polarisation paire est dans un hyperplan de symétrie du domaine de polarisation. Ne mesurer que la polarisation paire c'est projeter la matrice-densité sur cet hyperplan. Cette projection peut doubler le rang de la matrice. Dans le cas du Y^*, la conservation du rang n'apporte donc aucune contrainte si on ne mesure que la polarisation paire.

La matrice de densité de polarisation peut être décomposée en une somme de deux matrices ρ^p et ρ^i concernant respectivement la polarisation paire et la polarisation impaire. Pour une particule de spin $\frac{3}{2}$ ayant la symétrie de Bohr, on a la décomposition suivante, dans un repère de transversité (défini au paragraphe suivant) :

$$\begin{vmatrix} \rho^p_{3,3} + \rho^i_{3,3} & 0 & \rho^p_{3,-1} + \rho^i_{3,-1} & 0 \\ 0 & \rho^p_{1,1} + \rho^i_{1,1} & 0 & \rho^p_{3,-1} - \rho^i_{3,-1} \\ \rho^{p*}_{3,-1} + \rho^{i*}_{3,-1} & 0 & \rho^p_{1,1} - \rho^i_{1,1} & 0 \\ 0 & \rho^{p*}_{3,-1} - \rho^{i*}_{3,-1} & 0 & \rho^p_{3,3} - \rho^i_{3,3} \end{vmatrix} \qquad (33)$$

où l'on a écrit $\rho_{i,j}$ pour $\rho_{\frac{i}{2},\frac{j}{2}}$.

Les paramètres ρ_{ij} et $r_M^{(L)}$ sont reliés dans un repère de transversité [14] par les formules suivantes :

$$\rho_{11} = \frac{1}{4}\left(1 - \sqrt{3}\, r_o^{(2)}\right) + \frac{3}{4}\left(\frac{1}{\sqrt{15}}\, r_o^{(1)} - \sqrt{\frac{3}{5}}\, r_o^{(3)}\right),$$

$$\rho_{1,-1} = \frac{1}{4}\left(1 - \sqrt{3}\, r_o^{(2)}\right) - \frac{3}{4}\left(\frac{1}{\sqrt{15}}\, r_o^{(1)} - \sqrt{\frac{3}{5}}\, r_o^{(3)}\right),$$

$$\rho_{3,3} = \frac{1}{4}\left(1 + \sqrt{3}\, r_o^{(2)}\right) + \frac{3}{4}\left(\sqrt{\frac{3}{5}}\, r_o^{(1)} + \frac{1}{\sqrt{15}}\, r_o^{(3)}\right),$$

$$\rho_{3,-3} = \frac{1}{4}\left(1 + \sqrt{3}\, r_o^{(2)}\right) - \frac{3}{4}\left(\sqrt{\frac{3}{5}}\, r_o^{(1)} + \frac{1}{\sqrt{15}}\, r_o^{(3)}\right),$$

$$\rho_{3,-1} = \frac{\sqrt{3}}{4}\left[\left(r_2^{(2)} - i\, r_{-2}^{(2)}\right) + \left(r_2^{(3)} - i\, r_{-2}^{(3)}\right)\right],$$

$$\rho_{1,-3} = \frac{\sqrt{3}}{4}\left[\left(r_2^{(2)} - i\, r_{-2}^{(2)}\right) - \left(r_2^{(3)} - i\, r_{-2}^{(3)}\right)\right]. \qquad (34)$$

IV - DEFINITION DES AXES DE COORDONNEES.

Les axes de coordonnées sont définis dans le système de la résonance au repos et conformément à la référence 14. On désigne par $\hat{v}$, le vecteur de longueur unité :

$$\hat{v} = \frac{\vec{v}}{|v|} . \qquad (35)$$

On considère la réaction :

$$M + B \longrightarrow M' + B',$$

où M et M' désignent des mésons d'impulsion $\vec{1}$ et $\vec{3}$, B et B' des baryons d'impulsion $\vec{2}$ et $\vec{4}$ avec la relation

$$\vec{1} + \vec{2} = \vec{3} + \vec{4}.$$

La normale au plan de la réaction est définie par la convention de Bâle :

$$\hat{n} = \hat{1} \times \hat{3}. \qquad (36)$$

Le repère est dit d'hélicité ou de transversité selon que cette normale est prise comme axe y ou comme axe z.

IV-1 Repères d'hélicité.

On a pour tous les repères d'hélicité :

$$\hat{y} = \hat{n}.$$

Le baryon final B' étant au repos, les repères d'hélicité diffèrent entre eux par le choix de l'axe de quantification z. On a par exemple :

- hélicité de voie s : $\hat{z} = -\hat{3}$,
- hélicité de voie t : $\hat{z} = -\hat{2}$,
- hélicité de voie u : $\hat{z} = -\hat{1}$.

Le repère de Gottfried et Jackson correspond à l'hélicité de voie t, mais avec une convention de signe contraire : $\hat{z} = \hat{2}$.

L'axe x est défini de façon à avoir un trièdre direct :

$$\hat{x} = \hat{y} \times \hat{z} .$$

IV-2 Repères de transversité.

On a pour tous les repères de transversité :

$$\hat{z} = \hat{n}.$$

C'est la définition de l'axe y qui diffère d'un repère de transversité à un autre :

- transversité de voie s : $\hat{y} = \hat{3}$,
- transversité de voie t : $\hat{y} = \hat{2}$,
- transversité de voie u : $\hat{y} = \hat{1}$.

IV-3 Coordonnées sphériques.

On désigne par $\vec{b}$, la direction du baryon de la désintégration de la résonance baryonique B'. On définit un axe u par :

$$\vec{u} = \hat{z} \times \vec{b} \times \hat{z}. \qquad (37)$$

Les coordonnées sphériques, inclinaison Θ et azimut φ, sont définies par les relations :

$$\cos \Theta = \hat{z} \cdot \hat{b},$$
$$\sin \Theta = \hat{u} \cdot \hat{b},$$
$$\cos \varphi = \hat{x} \cdot \hat{u},$$
$$\sin \varphi = \hat{y} \cdot \hat{u}. \qquad (38)$$

V - POLARISATION DU $Y^{*+}(1385)$.

La matrice-densité de polarisation de la résonance Y^* possède la symétrie de Bohr, dans l'expérience considérée. Ceci entraîne pour les paramètres de polarisation, dans les repères de transversité :

$$r_M^{(L)} = 0 \quad \text{pour M impair.}$$

Par suite, le domaine de la matrice-densité du Y^* est réduit à 3 dimensions pour la polarisation paire, et à 4 dimensions pour la polarisation impaire.

V-1 Polarisation paire.

Le domaine de positivité pour la polarisation paire (L = 2) est une sphère à 3 dimensions. Son rayon est $\frac{1}{\sqrt{3}}$.

La polarisation paire est calculée à l'aide de la distribution angulaire du baryon de la désintégration

$$Y^{*+} \longrightarrow \Lambda\pi^{+}.$$

Une seule amplitude intervient dans cette désintégration, celle de moment orbital 1, par conservation de la parité.

Dans un repère de transversité, la distribution angulaire du baryon de la désintégration est dans le cas général :

$$4\pi I(\theta,\varphi) = 1 - \frac{\sqrt{3}}{2} r_0^{(2)} (3\cos^2\theta - 1) - \frac{3}{2}\sin^2\theta \left(r_2^{(2)} \cos 2\varphi + r_{-2}^{(2)} \sin 2\varphi\right) - \frac{3}{2}\sin 2\theta \left(r_1^{(2)} \cos\varphi + r_{-1}^{(2)} \sin\varphi\right). \qquad (39)$$

La condition de positivité, dans le cas de la symétrie de Bohr est :

$$\left(r_2^{(2)}\right)^2 + \left(r_0^{(2)}\right)^2 + \left(r_{-2}^{(2)}\right)^2 \leqslant \frac{1}{3}. \qquad (40)$$

Les paramètres multipolaires sont obtenus par les relations :

$$t_M^{(2)} = -\sqrt{4\pi} \; < Y_M^{(2)}(\theta,\varphi) >,$$

$$r_0^{(2)} = \sqrt{\frac{5}{3}} \; t_0^{(2)},$$

$$r_M^{(2)} = (-1)^M \sqrt{\frac{10}{3}} \; \mathrm{Re}\; t_M^{(2)},$$

$$r_{-M}^{(2)} = (-1)^M \sqrt{\frac{10}{3}} \; \mathrm{Im}\; t_M^{(2)} \qquad \text{avec } M = 1,2. \qquad (41)$$

V-2 Polarisation impaire.

La détermination de la polarisation impaire du Y^* fait intervenir le calcul de la polarisation longitudinale P_l, du Λ. On désigne par θ_p, l'angle entre le proton issu du Λ , et la ligne de vol du Λ . Cet angle est calculé dans le système du Λ au repos. On a :

$$P_1(\theta,\varphi) = \frac{3}{\alpha} < \cos \theta_p >_{\theta,\varphi} \qquad (42)$$

où α est un paramètre d'asymétrie pour cette désintégration qui ne conserve pas la parité [20],

$$\alpha = 0{,}645 \ [8]. \qquad (43)$$

Les paramètres multipolaires sont calculés par les relations :

$$t_M^{(1)} = \sqrt{20\pi} \ < Y_M^{(1)}(\theta,\varphi) \ P_1(\theta,\varphi) >,$$

$$t_M^{(3)} = - \frac{\sqrt{20\pi}}{3} < Y_M^{(3)}(\theta,\varphi) \ P_1(\theta,\varphi) >,$$

$$r_o^{(L)} = \sqrt{\frac{2L+1}{3}} \ t_o^{(L)},$$

$$r_M^{(L)} = (-1)^M \sqrt{\frac{2(2L+1)}{3}} \ \mathrm{Re} \ t_M^{(L)},$$

$$r_{-M}^{(L)} = (-1)^M \sqrt{\frac{2(2L+1)}{3}} \ \mathrm{Im} \ t_M^{(L)}. \qquad (44)$$

L'expression $< Y_M^{(L)}(\theta,\varphi) \ P_1(\theta,\varphi) >$ est estimée en calculant la moyenne :

$$\frac{3}{\alpha} < Y_M^{(L)}(\theta,\varphi) \cdot \cos \theta_p >. \qquad (45)$$

En repère de transversité, on définit les paramètres suivants :

$$r_o'^{(1)} = \frac{2}{\sqrt{5}} \ r_o^{(1)} - \frac{1}{\sqrt{5}} \ r_o^{(3)},$$

$$r_o'^{(3)} = \frac{1}{\sqrt{5}} \ r_o^{(1)} + \frac{2}{\sqrt{5}} \ r_o^{(3)}. \qquad (46)$$

Ceci correspond à une rotation dans le plan $(r_o^{(1)}, r_o^{(3)})$.

Les conditions de positivité pour la polarisation impaire sont :

$$\left(r_2^{(3)}\right)^2 + \left(r_{-2}^{(3)}\right)^2 + \left(r_o'^{(1)}\right)^2 \leq \frac{1}{3},$$

et

$$- \frac{1}{\sqrt{3}} + d_+ \leq r_o'^{(3)} \leq \frac{1}{\sqrt{3}} - d_-,$$

avec :

$$d_{\pm} = \left[\left(r_2^{(2)} \pm r_2^{(3)} \right)^2 + \left(r_{-2}^{(2)} \pm r_{-2}^{(3)} \right)^2 + \left(r_o^{(2)} \pm r_o^{'(1)} \right)^2 \right]^{1/2} . \quad (47)$$

Le domaine de la polarisation impaire est un hypercylindre de hauteur $\frac{2}{\sqrt{3}}$ dont la base est une sphère de rayon $\frac{1}{\sqrt{3}}$. On désigne par $\vec{Q}$ la projection de la polarisation impaire sur cette base. Le domaine de positivité à 7 dimensions est plus petit que le produit direct de la sphère de la polarisation paire par l'hypercylindre de la polarisation impaire. C'est la condition ci-dessus sur $r_o^{'(3)}$. La connaissance de la polarisation paire $\vec{P}$ limite le domaine de la composante $\vec{Q}$ à une ellipsoïde de révolution inscrit dans la sphère de base et dont les foyers sont $\pm \{\vec{P}\}^{(*)}$ [14].

La matrice-densité de polarisation du Y^* étant, dans la réaction étudiée, la somme de deux matrices de rang 1, le domaine de la polarisation impaire $\vec{Q}$ est restreint par les deux relations (16).

V-3 Paramètres de la polarisation paire dans le repère de Gottfried et Jackson.

Les résultats expérimentaux sont souvent exprimés dans le repère de Gottfried et Jackson. L'origine de ce système est sur le bord du domaine de la polarisation paire ; elle correspond à la valeur de la polarisation imposée par la cinématique lorsque l'angle de diffusion est nul.

La correspondance entre ces paramètres et les paramètres multipolaires en transversité est obtenue avec une matrice de rotation :

$$\begin{vmatrix} r_2^{(2)} \\ r_o^{(2)} \\ r_{-2}^{(2)} \end{vmatrix} = -\frac{4}{\sqrt{3}} \begin{vmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \\ \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \rho_{33}^{p} - \frac{1}{4} \\ \mathrm{Re}\ \rho_{3,-1}^{p} \\ \mathrm{Re}\ \rho_{3,1}^{p} \end{vmatrix} \quad . \quad (48)$$

(*) On désigne par $\{\vec{P}\}$ le vecteur dont les composantes sont celles de $\vec{P}$ mais dans le système d'axes $\left(r_2^{(3)}, r_{-2}^{(3)}, r_o^{'(1)}\right)$ au lieu de $\left(r_2^{(2)}, r_{-2}^{(2)}, r_o^{(2)}\right)$, dans un repère de tranversité.

Le domaine de positivité de la polarisation paire (inégalité 40) est défini, dans le repère de Gottfried et Jackson, par la condition de RINGLAND et THEWS [21] :

$$(\rho^{p}_{3,3}-\tfrac{1}{4})^{2} + (\mathrm{Re}\ \rho^{p}_{3,1})^{2} + (\mathrm{Re}\ \rho^{p}_{3,-1})^{2} \leq \tfrac{1}{16}. \qquad (49)$$

V-4 Résultats numériques.

Les événements des deux collaborations sont réunis pour le calcul des paramètres de polarisation du $Y^{*+}(1385)$. Malgré cela, leur nombre est encore faible, et on n'a pu considérer que deux intervalles en moment de transfert.

On constate sur la figure 28, que la polarisation paire est au bord de son domaine. La polarisation impaire est très imprécise ; sans doute faut-il au minimum un millier d'événements pour pouvoir la déterminer.

Les valeurs numériques des paramètres multipolaires sont données dans le tableau suivant. On constate que les conditions imposées par la symétrie de Bohr sont bien réalisées dans leur ensemble, sauf pour L = 1 :

$$r^{(L)}_{M} = 0 \text{ pour M impair.}$$

Les paramètres de la polarisation dans le repère de Gottfried et Jackson sont indiqués dans le tableau 5.

Paramètres de polarisation du Y^{*+} en transversité de voie t

L	M	$-0,03 < -t < 0,3$ GeV^2 $r_M^{(L)}$	erreur	$0,3 < -t < 1$ GeV^2 $r_M^{(L)}$	erreur
1	1	0,59	0,35	0,35	0,37
	0	- 0,50	0,48	0,54	0,54
	-1	- 0,48	0,38	- 0,84	0,38
2	2	0,16	0,07	0,08	0,08
	1	- 0,07	0,10	0,21	0,10
	0	- 0,66	0,09	- 0,62	0,10
	-1	0,03	0,10	- 0,11	0,11
	-2	0,15	0,07	- 0,11	0,08
3	3	0,27	0,16	0,10	0,17
	2	0,05	0,22	- 0,08	0,21
	1	- 0,02	0,23	- 0,01	0,25
	0	0,04	0,24	0,06	0,24
	-1	- 0,39	0,21	- 0,02	0,26
	-2	- 0,18	0,20	0,05	0,24
	-3	0,11	0,18	- 0,13	0,16
$r_o'^{(1)}$		- 0,46	0,46	0,46	0,52
$r_o'^{(3)}$		- 0,21	0,46	0,30	0,39
		212 événements		190 événements	

TABLEAU 4

Paramètres de la polarisation paire du Y^{*+} dans le repère de Gottfried et Jackson

	$-0,03 < -t < 0,3$ GeV^2		$0,3 < -t < 1$ GeV^2	
	ρ^p_{ij}	erreur	ρ^p_{ij}	erreur
$\rho^p_{3,3}$	0,33	0,04	0,35	0,04
$\rho^p_{3,1}$	- 0,06	0,03	0,05	0,04
$\rho^p_{3,-1}$	0,28	0,04	0,25	0,04

TABLEAU 5

Les paramètres de la polarisation dans un autre repère peuvent se déduire des valeurs précédentes à l'aide d'une rotation [14]. Cependant en changeant de voie, l'angle de croisement dépend du transfert, de l'énergie et de la masse du système $(\Lambda\pi^+)$. Aussi trouve-t-on un résultat différent de celui obtenu par le calcul direct des paramètres de la polarisation dans la nouvelle voie. Cette différence est inférieure à la moitié de l'erreur expérimentale sauf pour le paramètre $r_2^{(2)}$ dans le second intervalle de transfert où elle en est le double. On donne donc, dans le tableau 6, les paramètres de la polarisation paire, Bohr-symétrique, en transversité des voies s, t et u.

Paramètres multipolaires en transversité des voies s, t et u

	$-0{,}03 < -t < 0{,}3$ GeV^2					
	voie s		voie t		voie u	
	$r_M^{(L)}$	erreur	$r_M^{(L)}$	erreur	$r_M^{(L)}$	erreur
$r_2^{(2)}$	0,07	0,07	0,16	0,07	0,13	0,07
$r_0^{(2)}$	- 0,66	0,09	- 0,66	0,09	- 0,66	0,09
$r_{-2}^{(2)}$	- 0,21	0,07	0,15	0,07	- 0,18	0,07
	$0{,}3 < -t < 1$ GeV^2					
	voie s		voie t		voie u	
	$r_M^{(L)}$	erreur	$r_M^{(L)}$	erreur	$r_M^{(L)}$	erreur
$r_2^{(2)}$	- 0,07	0,07	0,08	0,08	- 0,12	0,07
$r_0^{(2)}$	- 0,62	0,10	- 0,62	0,10	- 0,62	0,10
$r_{-2}^{(2)}$	0,09	0,08	- 0,11	0,08	0,04	0,08

TABLEAU 6

V.5 Interférence avec le fond.

On a remarqué que la symétrie de Bohr ne semble pas être vérifiée pour L = 1. Ceci s'interprète aisément par l'onde S du fond (donc de parité négative) interférant avec la résonance Y^{*+}.

En effet dans le cas où l'ensemble des événements considérés est une superposition cohérente de plusieurs représentations de spin j et de parité η_j, l'espace vectoriel de la matrice ρ est la somme des produits tensoriels des représentations de spin j et de spin j' [14] :

$$\rho = \sum_{j' \leqslant j} {}^{jj'}\rho \quad . \tag{50}$$

On peut développer la matrice ${}^{jj'}\rho$ en multipôles avec des paramètres ${}^{jj'}r_M^{(L)}$. La symétrie de Bohr impose :

$${}^{jj'}r_M^{(L)} = (-1)^M \eta_j \eta_{j'} \, {}^{jj'}r_M^{(L)} \quad , \tag{51}$$

pour :

$$j-j' \leqslant L \leqslant j+j' \quad . \tag{52}$$

Ainsi les paramètres $r_M^{(L)}$ peuvent-ils ne pas être nuls pour M impair lorsque $\eta_j \neq \eta_{j'}$.

Ces résultats de sections efficaces et de polarisation sont joints à une compilation concernant les réactions pouvant être reliées à $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$ par la symétrie SU(3) et un modèle d'échange dans la voie croisée t. Cependant, avant de présenter l'analyse phénoménologique de cet ensemble, on doit décrire le formalisme qui interviendra dans l'ajustement de ces réactions avec un modèle de Regge.

Chapitre IV

FORMALISME DES REACTIONS A 2 CORPS MESON-BARYON

I - INTRODUCTION.

WILLIAMS a montré l'existence d'amplitudes invariantes sans singularité cinématique pour toute réaction à 2 corps [22]. Cependant les opérateurs généralement utilisés ne sont pas orthogonaux entre eux. Par suite, la section efficace différentielle n'est pas une expression simple de ces amplitudes invariantes.

C'est le cas pour la réaction

$$0^- + \frac{1}{2}^+ \longrightarrow 0^- + \frac{1}{2}^+ \qquad (1)$$

qui est le plus souvent décrite à l'aide des opérateurs proposés par CHEW, GOLDBERGER, LOW et NAMBU [23]. STAPP avait utilisé auparavant deux opérateurs orthogonaux, mais en introduisant un pôle cinématique dans les amplitudes invariantes [24].

RENNINGER et SARMA ont proposé un formalisme pour étudier la réaction

$$0^- + \frac{1}{2}^+ \longrightarrow 0^- + \frac{3}{2}^+ \qquad (2)$$

avec des amplitudes invariantes sans singularité cinématique [25]. Les opérateurs ne sont pas orthogonaux entre eux. De plus il n'apparaît pas de lien simple entre ce formalisme et celui de la réaction (1).

Par analogie avec la réaction (1), on peut construire une base orthogonale d'opérateurs de transition par la réaction (2). Les amplitudes invariantes obtenues ainsi, sont proportionnelles aux amplitudes d'hélicité de la voie t. On peut également considérer l'échange dans la voie t et décomposer en multipôles le couplage au vertex baryonique. On obtient alors les amplitudes proposées par Renninger et Sarma. La correspondance entre ces choix est donnée à la fin du chapitre.

II - CINEMATIQUE.

II-1 Base adaptée à la réaction.

On considère les réactions à deux corps :

$$M + B \longrightarrow M' + B', \tag{3}$$

M et M' étant deux mésons pseudoscalaires, B un nucléon et B' un baryon de spin 1/2 ou 3/2.

On désigne par k et p, les quadrivecteurs énergie-impulsion du méson et du baryon. Par suite de la relation

$$k + p = k' + p', \tag{4}$$

la réaction a lieu dans un 3-plan. On choisit comme vecteurs de base dans ce 3-plan :

$$P = \frac{p + p'}{2},$$

$$K = \frac{k + k'}{2},$$

$$Q = k - k' = p' - p. \tag{5}$$

Cette base n'est pas orthogonale, en particulier P et K, sommes de deux quadrivecteurs du genre temps et à énergie positive, sont du genre temps ; ils ne peuvent donc pas être orthogonaux.

On définit un quatrième vecteur, orthogonal au 3-plan de la réaction, conformément à la convention de Bâle :

$$L_\mu = \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} P^\nu Q^\rho K^\sigma. \tag{6}$$

C'est un vecteur du genre espace, étant orthogonal à un vecteur du genre temps ; c'est un vecteur axial pour ses composantes d'espace. Le tenseur complètement antisymétrique ε est choisi tel que $\varepsilon_{0123} = +1$.

Désignant par o l'indice de la composante du genre temps, et par i = 1, 2, 3, l'indice des composantes du genre espace, on prend comme tenseur métrique g :

$$g^{oo} = +1, \quad g^{ij} = -\delta^{ij}, \quad g^{oi} = g^{io} = 0. \tag{7}$$

A partir des vecteurs de base, on a les produits scalaires suivants :

$$(P + K)^2 = s, \quad (P - K)^2 = u, \quad Q^2 = t,$$

$$P.K = \frac{s - u}{4}, \quad P.Q = \frac{m'^2 - m^2}{2}, \quad K.Q = \frac{\mu^2 - \mu'^2}{2},$$

$$P^2 = \frac{m^2 + m'^2}{2} - \frac{t}{4}, \qquad K^2 = \frac{\mu^2 + \mu'^2}{2} - \frac{t}{4}, \tag{8}$$

μ et m désignant respectivement la masse du méson et du baryon. Le carré de la norme de L, qui s'annule lorsque la réaction est dans un 2-plan, représente, à un facteur près, la fonction de KIBBLE, ϕ [26] :

$$\begin{aligned} \phi = -4L^2 = {} & stu - s(\mu^2 m^2 + \mu'^2 m'^2) \\ & - t(\mu^2 \mu'^2 + m^2 m'^2) \\ & - u(\mu^2 m'^2 + m^2 \mu'^2) \\ & + 2\,\mu^2 \mu'^2 m^2 m'^2 \left(\frac{1}{\mu^2} + \frac{1}{\mu'^2} + \frac{1}{m^2} + \frac{1}{m'^2}\right). \end{aligned} \tag{9}$$

A tout quadrivecteur V on associe le quadrivecteur unité $\hat{V}$:

$$\hat{V} = \frac{V}{|V|}, \text{ si } |V| \neq 0. \tag{10}$$

II-2 Matrices de Dirac.

Les matrices de Dirac γ^μ satisfont aux relations d'anticommutation :

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = -2g^{\mu\nu}. \tag{11}$$

On définit γ^5 par la relation :

$$\gamma^5 = \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \frac{1}{4!}\,\varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho}\;\gamma^\lambda\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\rho, \tag{12}$$

et $\sigma^{\mu\nu}$ par :

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2i}\,\left[\gamma^\mu, \gamma^\nu\right]. \tag{13}$$

Les matrices de Dirac engendrent par multiplication un groupe de 32 éléments possédant une représentation irréductible à 4 dimensions. Le choix fait ci-dessus pour les relations d'anticommutation permet de rendre cette représentation réelle ; la représentation est alors celle de Majorana (*).

Dans une représentation unitaire, γ^0 et γ^5 sont antihermitiques tandis que γ^1, γ^2 et γ^3 sont hermitiques. Il existe une matrice A telle que :

$$A(i\gamma^\mu)A^{-1} = (i\gamma^\mu)^\dagger \qquad \text{ou} \qquad A\gamma^\mu A^{-1} = -\gamma^{\mu\dagger} \tag{14}$$

puisque $-\gamma^{\mu\dagger}$ satisfait aux mêmes relations d'anticommutation. Cette matrice est ainsi définie à un facteur près. On choisit :

$$A = A^{-1} = i\gamma^0. \tag{15}$$

(*) Pour un critère d'irréductibilité, voir le chapitre 3 de la référence 27 , en particulier la formule (3-152). Pour un critère de représentation réelle, voir le chapitre 5 de la même référence, en particulier le critère (5-84).

III - SPIN 1/2.

III-1 Equation de Dirac.

On utilise la notation de Feynman, p étant un quadrivecteur :

$$\not{p} = i\sigma_\mu p^\mu. \tag{16}$$

Un spineur u est associé à une particule de spin 1/2. On définit un spineur adjoint $\bar{u}$:

$$\bar{u} = u^\dagger A, \tag{17}$$

tel que la quantité $\bar{u}\,u$ soit un scalaire. On choisit la normalisation :

$$u^\dagger u = 2\,p^\circ. \tag{18}$$

Un opérateur P est un projecteur si $P^2=P$. C'est un projecteur orthogonal dans l'espace des spineurs si de plus on a :

$$\overline{Pu}\,(u-Pu) = 0,$$

c'est-à-dire

$$\bar{P} = AP^\dagger A = P. \tag{19}$$

Deux opérateurs O_1 et O_2 agissant dans l'espace des spineurs sont dits orthogonaux si :

$$\mathrm{tr}(\bar{O}_1 . O_2) = 0.$$

Les opérateurs $\frac{\not{p}+m}{2m}$ et $\frac{\not{p}-m}{2m}$ sont des projecteurs de rang 2, orthogonaux entre eux. Ils projettent les spineurs respectivement sur les états à énergie positive et sur les états à énergie négative.

Un spineur u décrivant une particule de masse m et de quadriimpulsion p satisfait à l'équation de Dirac

$$(\not{p} - m)\,u = 0,$$

ou

$$\bar{u}\,(\not{p} - m) = 0. \tag{20}$$

III-2 Projecteur d'état de polarisation.

L. MICHEL et A.S. WIGHTMAN ont introduit un projecteur de rang 1 [28] :

$$\frac{1}{4m}\,(1 + i\sigma^5 \not{s})(\not{p} + m). \tag{21}$$

Cet opérateur projette un spineur u(p) sur l'état polarisé selon le quadrivecteur du genre espace s, tel que :

$$s^2 = -1,\quad s.p = 0. \tag{22}$$

Les deux projecteurs de rang 2, $\frac{1}{2}(1 + i\gamma^5 \not{s})$ et $\frac{1}{2}(1 - i\gamma^5 \not{s})$ sont orthogonaux et commutent avec le projecteur $\frac{\not{p} + m}{2m}$.

III-3 Opérateur de transition.

On désigne par T l'opérateur de transition dans l'espace des spineurs pour la réaction

$$M + B \longrightarrow M' + B'. \tag{3}$$

Les baryons B et B', de spin 1/2, sont décrits par les spineurs u et v. La quantité $\bar{v}\, T\, u$ doit être un scalaire pour le groupe de Lorentz. Par suite la forme la plus générale de T se réduit à

$$T = A + B \not{K} \tag{23}$$

où A et B sont des fonctions des variables s, t et u, sans singularité cinématique [23].

Cependant, seule intervient dans la transition la composante $\mathcal{P}(T)$ de T définie par

$$\mathcal{P}(T) = \frac{\not{p}' + m'}{2m'}\, T\, \frac{\not{p} + m}{2m}. \tag{24}$$

Ceci conduit à une décomposition de l'espace des quadriimpulsions V sur une base orthogonale adaptée à l'opérateur $\mathcal{P}(\not{\ell})$:

$$p_+ = mp' + m'p, \tag{25a}$$

$$p_- = mp' - m'p, \tag{25b}$$

$$x = K - (K.\hat{p}_+)\hat{p}_+ - (K.\hat{p}_-)\hat{p}_-, \tag{25c}$$

$$L. \tag{25d}$$

On a en effet

$$\mathcal{P}(\not{p}_+) = 2\, mm',$$
$$\mathcal{P}(\not{p}_-) = 0. \tag{26}$$

Les opérateurs $\not{\ell}$ et $\not{K}$ sont reliés par l'expression :

$$\not{\ell} = \not{K} - \frac{(mp' + m'p).K}{p.p' + mm'}\,. \tag{27}$$

Les opérateurs $\mathcal{P}(\not{p}_+)$ et $\mathcal{P}(\not{\ell})$ sont orthogonaux entre eux.

A partir de la relation

$$\gamma^5 \not{L} = \frac{1}{4}\left\{\not{P}, \left[\not{Q}, \not{K}\right]\right\} = \frac{1}{2}\left(\not{Q}\not{K}\not{P} - \not{P}\not{K}\not{Q}\right), \tag{28}$$

on obtient :

$$\mathcal{P}(\gamma^5 \not{L}) = (mm' + p.p')\mathcal{P}(\not{K}), \tag{29a}$$

$$\mathcal{P}(\not{L}) = (mm' - p.p')\mathcal{P}(\gamma^5 \not{K}). \tag{29b}$$

L'opérateur de transition peut donc s'écrire sous une autre forme :

$$A' + B'\gamma^5 \not{L}. \tag{30}$$

Les coefficients A' et B' sont reliés simplement aux amplitudes de transversité.

On passe des amplitudes A et B aux amplitudes A' et B' par les relations suivantes :

$$A = A' - B'(mp' + m'p).K,$$

$$B = B'(p.p' + mm'). \tag{31}$$

D'après ces deux dernières relations les amplitudes A' et B' possèdent une singularité cinématique sur la droite du plan (s, t, u) :

$$p.p' + mm' = \frac{1}{2}\left[(m + m')^2 - t\right] = 0. \tag{32}$$

Cette droite contient le seuil de la voie t.(*) Cependant l'amplitude A' est plus généralement utilisée que A.

En effet les amplitudes A' et B sont proportionnelles aux amplitudes d'hélicité de voie t [29]. Par suite elles possèdent le développement suivant en ondes partielles dans le système du centre de masse de la voie t [30] :

$$A'(s, t) \sim \frac{1}{q^2} \sum_j (qq')^j A^j(t) P_j(\cos\theta_t),$$

$$B(s, t) \sim \sum_j (qq')^{j-1} B^j(t) P'_j(\cos\theta_t). \tag{33}$$

(*) L'opérateur de transition est

$$(A' + B'\gamma^5 \not{L})\gamma^5 \tag{30'}$$

lorsqu'il y a changement de la parité relative. Les amplitudes ont alors un pôle pour

$$p.p' - mm' = \frac{1}{2}\left[(m-m')^2 - t\right] = 0. \tag{32'}$$

On désigne respectivement par q et q' les modules des impulsions des mésons et des baryons dans ce système [33] :

$$q = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\left[t-(m+m')^2\right]\left[t-(m-m')^2\right]}{t}} \quad ,$$

$$q' = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\left[t-(\mu+\mu')^2\right]\left[t-(\mu-\mu')^2\right]}{t}} \quad . \qquad (34)$$

Les développements (33) tiennent compte explicitement du comportement des ondes partielles au voisinage du seuil. C'est à partir de ces développements que l'on obtient la forme de REGGE [30].

En outre le théorème optique ne fait intervenir que l'amplitude A'.

IV - SPIN 3/2.

IV-1 Formalisme de Rarita - Schwinger.

La fonction d'onde $\psi(p)$ représentant une particule de spin 3/2 est dans un sous-espace du produit tensoriel de l'espace des spineurs et de celui des vecteurs [31] :

$\psi_{\lambda\alpha}(p)$, λ indice de l'espace vectoriel à 4 dimensions,
α indice de l'espace spinoriel à 4 dimensions.

La fonction d'onde vérifie l'équation de Dirac :

$$(\not{p} - m)^{\alpha'\alpha}\,\psi_{\lambda\alpha}(p) = 0. \qquad (35)$$

Elle satisfait également à la condition de transversalité :

$$p^{\lambda}\,\psi_{\lambda\alpha}(p) = 0. \qquad (36)$$

Cette dernière relation exprime que les composantes vectorielles appartiennent à une représentation à 3 dimensions (spin 1) tandis que l'espace à une dimension colinéaire à p correspond à une représentation de spin nul.

Ce produit tensoriel contient une représentation de spin 1/2 qu'il reste à éliminer :

$$\frac{1}{2} \otimes 1 = \frac{1}{2} \oplus \frac{3}{2} \, . \qquad (37)$$

A partir du vecteur-spineur $\psi_{\lambda\alpha}(p)$ on ne peut construire qu'un spineur, $\gamma^\lambda \psi_{\lambda\alpha}(p)$. C'est donc le spineur intervenant dans la somme des représentations irréductibles. On a donc la condition supplémentaire :

$$\gamma^\lambda \psi_{\lambda\alpha}(p) = 0. \tag{38}$$

Le projecteur $\frac{\not{p} - m}{2m}$ étant de rang 8 dans l'espace du produit tensoriel, l'équation de Dirac fournit 8 relations. La condition de transversalité donne 4 relations mais deux d'entre elles seulement sont indépendantes des 8 premières ; ceci se vérifie immédiatement dans le système de la particule au repos. L'ensemble de l'équation de Dirac et de la condition de transversalité fournit ainsi 10 relations indépendantes.

La condition supplémentaire fournit 4 relations dont 2 seulement sont indépendantes des 10 précédentes. En effet, on obtient à partir de l'équation de Dirac :

$$\gamma^\lambda (\not{p} - m)^{\alpha'\alpha} \psi_{\lambda\alpha} = 0,$$

et en tenant compte de la condition de transversalité on a :

$$(\not{p} + m)^{\alpha'\alpha} \gamma^\lambda \psi_{\lambda\alpha} = 0.$$

Le projecteur $\frac{\not{p} + m}{2m}$ étant de rang 2 dans l'espace des spineurs, on obtient ainsi 2 des 4 relations de la condition supplémentaire. On a donc au total 12 relations indépendantes, et la fonction d'onde $\psi_{\lambda\alpha}(p)$ n'a plus que les 4 degrés de liberté nécessaires pour décrire une particule de spin 3/2.

IV-2 Etats de polarisation.

Une tétrade doit être associée à la particule dont on désire mesurer la polarisation. Cette tétrade est définie par 4 quadrivecteurs orthonormés $\{n^{(0)}, n^{(1)}, n^{(2)}, n^{(3)}\}$ avec

$$\begin{aligned} n^{(0)} &= \frac{p}{m}, \\ n^{(\alpha)} \cdot n^{(\beta)} &= g^{\alpha\beta}, \\ \text{dét } (n^{(0)}, n^{(1)}, n^{(2)}, n^{(3)}) &= 1. \end{aligned} \tag{39}$$

L'axe de quantification est $n^{(3)}$ [14, 32] .

L'opérateur de polarisation est défini par

$$W_\lambda = \frac{1}{2}\ \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho}\ p^\mu\ M^{\nu\rho}, \tag{40}$$

p étant l'impulsion de la particule et $M^{\nu\rho}$ les générateurs du groupe de Lorentz [14].

a - Spin 1.

Désignant par W l'opérateur de polarisation, les vecteurs propres de l'opérateur $-W.n^{(3)}$ sont les directions isotropes n_+ et n_- dans le 2-plan perpendiculaire à p et à $n^{(3)}$, avec $m = \pm 1$ pour valeurs propres, et le vecteur $n_0 = n^{(3)}$, avec $m = 0$. On a :

$$n_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}\ (n^{(1)} + i\ n^{(2)}),$$

$$n_- = \frac{1}{\sqrt{2}}\ (n^{(1)} - i\ n^{(2)}),$$

$$n_+^2 = n_-^2 = 0,$$

$$n_+ . n_- = 1. \tag{41}$$

Les projecteurs sur ces vecteurs propres sont :

pour $m = 1$, $\quad n_+^\alpha (n_+^\dagger)^\beta = n_+^\alpha\ n_-^\beta,$

$m = 0$, $\quad -n_0^\alpha\ n_0^\beta,$

$m = -1$, $\quad n_-^\alpha (n_-^\dagger)^\beta = n_-^\alpha\ n_+^\beta.$ (42)

L'opérateur de projection sur la représentation de spin 1 est la somme de ces trois projecteurs :

$$\mathcal{P}(1)^{\alpha\beta} = n_+^\alpha\ n_-^\beta + n_-^\alpha\ n_+^\beta - n_0^\alpha\ n_0^\beta = g^{\alpha\beta} - \frac{1}{m^2}\ p^\alpha\ p^\beta. \tag{43}$$

Ce projecteur exprime la condition de transversalité.

b - Spin 3/2.

Les états propres de l'opérateur $-W.n^{(3)}$ pour le spin 3/2 s'obtiennent en combinant ceux du spin 1/2, u_+ et u_-, et ceux du spin 1 à l'aide de coefficients de Clebsch-Gordan du groupe SU(2). On obtient [32] :

$$U^{+3/2} = n_+ u_+,$$

$$U^{+1/2} = \sqrt{\frac{1}{3}}\, n_+ u_- + \sqrt{\frac{2}{3}}\, n_0 u_+,$$

$$U^{-1/2} = \sqrt{\frac{1}{3}}\, n_- u_+ + \sqrt{\frac{2}{3}}\, n_0 u_-,$$

$$U^{-3/2} = n_- u_-. \qquad (44)$$

V - OPERATEUR DE TRANSITION.

V-1 Forme générale.

On considère la réaction conservant la parité :

$$0^- + \frac{1}{2}^+ \longrightarrow 0^- + \frac{3}{2}^+. \qquad (2)$$

La forme la plus générale de l'opérateur de transition est celle d'un vecteur dans un espace complexe à 64 dimensions. On définit le produit scalaire de deux opérateurs S et T de cet espace par :

$$(S,T) = \frac{1}{4}\, \mathrm{tr}\, (S^\lambda .\, T_\lambda),$$

avec $$\bar{S}^\lambda = i\sigma^0\, S^{+\lambda}\, i\sigma^0.$$

Les deux opérateurs sont dits orthogonaux si :

$$(S,T) = 0.$$

Seule intervient dans la transition (2), la projection (T) de l'opérateur T définie par :

$$\mathcal{P}(T) = \mathcal{P}^{(3/2)}(p')\; T\; \mathcal{P}^{(1/2)}(p). \qquad (45)$$

Les opérateurs $\mathcal{P}^{(1/2)}$ et $\mathcal{P}^{(3/2)}$ sont les projecteurs sur les états à énergie positive des représentations de spin 1/2 et de spin 3/2 :

$$\mathcal{P}^{(1/2)}(p) = \frac{\not{p}+m}{2m},$$

$$\mathcal{P}^{(3/2)}(p)^{\lambda}_{\ \mu} = \frac{\not{p}+m}{2m}\left[\mathcal{P}^{(1)}(p)^{\lambda}_{\ \mu} + \frac{1}{3}\,\mathcal{P}^{(1)}(p)^{\lambda}_{\ \alpha}\gamma^{\alpha}\mathcal{P}^{(1)}(p)_{\mu\beta}\gamma^{\beta}\right], \qquad (46)$$

où $\mathcal{P}^{(1)}$ désigne le projecteur sur la représentation de spin 1 (relation (43)) :

$$\mathcal{P}^{(1)}(p)^{\lambda}_{\ \mu} = g^{\lambda}_{\mu} - \frac{1}{m^2}\,p^{\lambda}\,p_{\mu}.$$

Deux opérateurs S et T sont dits équivalents si :

$$\mathcal{P}(S) = \mathcal{P}(T). \qquad (47)$$

D'après le résultat obtenu dans le cas précédent où le baryon final est de spin $\frac{1}{2}$ (expression (30)), l'opérateur de transition d'un spineur à un vecteur-spineur est de la forme :

$$T^{\lambda} = (A^{\alpha} + B^{\alpha}\gamma^5\not{L})\gamma^5 V_{\alpha}^{\lambda}, \qquad (\alpha = 0,\ 1,\ 2,\ 3). \qquad (48)$$

Les quadrivecteurs V_{α} forment une base de l'espace des impulsions(*). La condition de transversalité permet de ne considérer que les composantes de V_{α} orthogonales à p', quadriimpulsion du baryon final de spin $\frac{3}{2}$. Une base orthogonale adaptée à cette condition est :

$$p',\ x,\ y = p - (p.\hat{p}')\hat{p}',\ L. \qquad (49)$$

(*) Une restriction s'impose dans le choix de la base. La normale L au 3-plan de la réaction étant un pseudovecteur, l'une des quantités $\gamma^5\ V_{\alpha}$ doit être proportionnelle à L ; les trois autres vecteurs V_{α} définissent alors une base dans le 3-plan de la réaction. L'indice α correspond à la numérotation de ces vecteurs ; λ désigne l'indice vectoriel ; les indices spinorielles ne sont pas écrits.

Le quadrivecteur x appartient également à la base définie par les relations (25).

La condition supplémentaire de Rarita-Schwinger (38) permet d'imposer à l'opérateur de transition la relation :

$$\varpi_\lambda \, T^\lambda = 0. \qquad (50)$$

On réduit ainsi à 4, le nombre de termes indépendants dans l'opérateur T^λ.

On se propose d'expliciter cette condition supplémentaire (50).

V-2 Condition supplémentaire.

On a défini trois bases dans l'espace des impulsions, chacune choisie en fonction d'un problème particulier. La première base, adaptée à la cinématique des réactions à deux corps, est oblique. On va donc expliciter la condition supplémentaire dans une base quelconque (*). Le résultat ainsi trouvé facilitera le passage d'une base à une autre. Il permettra en particulier de donner la correspondance entre la forme (48) de l'opérateur de transition et celle proposée par Renninger et Sarma.

La base dans l'espace des impulsions est définie par :

3 quadrivecteurs V_0, V_1, V_2 dans le 3-plan de la réaction,

1 pseudovecteur V_3 orthogonal à ce 3-plan.

La base étant en général oblique, il est parfois commode de considérer la base supplémentaire $\{V^\alpha\}$ telle que :

$$(V^\alpha, \, V_\beta) = \delta^\alpha{}_\beta, \qquad (\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3). \qquad (51)$$

On précise la définition de V^3 (et par suite celle de V_3) par la relation :

$$V^3_\lambda = \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho} \, V_0^\mu \, V_1^\nu \, V_2^\rho. \qquad (52)$$

(*) Voir la note de la page précédente.

Diverses expressions d'une quantité Z définie de la même façon que l'opérateur de polarisation d'une particule de spin 1/2 vont permettre d'exprimer la condition supplémentaire dans la forme (45) de l'opérateur de transition. Pour celà on pose :

$$Z_\lambda = \frac{1}{4}\,\varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho}\,\sigma^\mu\sigma^\nu V^3{}^\rho . \tag{53}$$

On obtient à partir des définitions (52) et (53) :

$$Z_\lambda = -\frac{1}{2}\,N^i V_{i\lambda}, \qquad (i = 0,\ 1,\ 2),$$

$$Z_\lambda = -\frac{1}{2}\,(\sigma_\lambda \cdot i\sigma^5 \not{N}^3 + \sigma^5 V^3{}_\lambda) = -\frac{1}{4}\left\{\sigma_\lambda,\ i\sigma^5 \not{N}^3\right\}. \tag{54}$$

On a posé

$$N^i = \frac{1}{2}\,\varepsilon^{ijk}\not{N}_j \not{N}_k, \qquad (i,\ j,\ k = 0,\ 1,\ 2), \tag{55}$$

avec $\varepsilon^{ijk} = +1$ si i, j, k est une permutation circulaire de 0, 1, 2.

La condition supplémentaire de Rarita-Schwinger, en utilisant les deux expressions (54), donne l'équivalence suivante entre termes de l'opérateur de transition :

$$N^i\ V_i \sim \sigma^5\ V^3, \qquad (i = 0,\ 1,\ 2). \tag{56}$$

Il en résulte que la forme (48) de l'opérateur de transition écrite dans la base (49) se réduit à 4 termes indépendants :

$$T^\lambda = (a + b\sigma^5 \not{L})\sigma^5 x^\lambda + (c + d\sigma^5 \not{L})\sigma^5 y^\lambda . \tag{57}$$

Les amplitudes A^α et B^α, comme les amplitudes A' et B' de l'opérateur (30'), possèdent un pôle pour $t = (m - m')^2$. L'élimination du terme en V^3 par l'équivalence (56) n'introduit aucune nouvelle singularité. Il en résulte que les amplitudes invariantes a, b, c et d ne contiennent aucune autre singularité cinématique que ce pôle.

On a au bord de la région physique :

$$x = 0,\ L = 0.$$

L'opérateur de transition se réduit alors à :

$$T^\lambda = c\ \sigma^5 y^\lambda . \tag{58}$$

Le quadrivecteur y est nul si p et p' sont colinéaires :

$$(p.p' + mm')(p.p' - mm') = 0,$$

ou

$$\left[t - (m + m')^2\right]\left[t - (m - m')^2\right] = 0. \qquad (59)$$

Par suite, les 4 opérateurs de base sont nuls à l'avant dans le cas où

$$m = m' \ , \quad \mu = \mu' \ .$$

Cependant la section efficace différentielle n'y est pas nulle puisque dans ce cas les amplitudes ont leur pôle à $t = 0$ (*).

VI - SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE.

Les fonctions d'onde, u pour le baryon initial et ψ pour le baryon final, sont normalisées par les relations :

$$u^{\dagger}u = 2p^{\circ} \ ,$$

$$\psi^{\dagger}\psi = 2(p')^{\circ}. \qquad (60)$$

La section efficace différentielle est [33] :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi\,\Delta s} \sum_{i,f} \left|T_{i,f}\right|^2 \ , \qquad (61)$$

où la sommation est effectuée sur les états initiaux de poids 1/2 et sur les états finals. On a posé

$$\Delta s = \left[s - (m-\mu)^2\right]\left[s - (m+\mu)^2\right]. \qquad (62)$$

On a :

$$\left|T_{i,f}\right|^2 = \bar{f}\ Ti(\bar{f}\ Ti)^{\dagger} = tr(T\ \mathcal{P}(i)\bar{T}\ \mathcal{P}(f)), \qquad (63)$$

où $\mathcal{P}(i)$ et $\mathcal{P}(f)$ désignent les projecteurs sur les états i et f.

(*) Les amplitudes ont leur pôle pour $t = (m+m')^2$ dans le cas de la réaction

$$0^- + \frac{1}{2}^+ \longrightarrow 0^- + \frac{3}{2}^- \ .$$

Il en résulte que la section efficace de cette réaction s'annule à l'avant si

$$m = m' \ , \quad \mu = \mu' \ .$$

On en déduit (*) :

$$\sum_{i,f} \left| T_{i,f} \right|^2 = \frac{1}{2} \operatorname{tr}\left(T(\not p + m)\ \overline{T}\ 2m'\ \mathcal{P}^{(3/2)}(p') \right) \quad . \tag{64}$$

Pour chacun des vecteurs $V_i(x,y,L)$ on a

$$\operatorname{tr}\left[\sigma^5 V_i (\not p + m) \sigma^5 V_j 2m' \mathcal{P}^{(3/2)} \right] = \operatorname{tr}\left[\hat{\not L} V_i (\not p + m) \hat{\not L} V_j 2m' \mathcal{P}^{(3/2)} \right] =$$

$$= - \frac{8}{3}(p.p' - mm')(V_i, V_j),$$

$$\operatorname{tr}\left[\sigma^5 x (\not p + m) \not L y 2m' \mathcal{P}^{(3/2)} \right] = - \operatorname{tr}\left[\sigma^5 y (\not p + m) \not L x 2m' \mathcal{P}^{(3/2)} \right] =$$

$$= \frac{1}{3}(p.p' - mm') \frac{\phi}{m'} \ ,$$

$$\operatorname{tr}\left[\sigma^5 V_i (\not p + m) \not L V_i 2m' \mathcal{P}^{(3/2)} \right] = 0 \ . \tag{65}$$

On en déduit l'expression de la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{(m-m')^2 - t}{24\pi \Delta s} \left[\left(|a|^2 + \frac{\phi}{4} |b|^2 \right) \frac{\phi}{\Delta_t} + \left(|c|^2 + \frac{\phi}{4} |d|^2 \right) \frac{\Delta_t}{4m'^2} + \right.$$

$$\left. + \operatorname{Re}(b^* c - a^* d) \frac{\phi}{4m'} \right] . \tag{66}$$

On a posé :

$$\Delta_t = \left[t - (m'-m)^2 \right] \left[t - (m+m')^2 \right] . \tag{67}$$

VII - POLARISATION.

L'opérateur de transition peut être décomposé en une somme de 4 opérateurs orthogonaux entre eux, chacun d'eux correspondant à un état pur du baryon final :

$$T \sum_i \alpha_i T_i \sigma^5 \ . \tag{68}$$

(*) On obtient la relation (64) à partir de la relation (63) et de la normalisation (60) par un calcul analogue à celui indiqué en détail pour la réaction (1) dans la référence [33] et dans l'appendice 2 de la référence [34].

Ces opérateurs T_i peuvent être obtenus en combinant, à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan de SU(2), les projecteurs sur les états de polarisation du spin 1/2 et du spin 1. Il en résulte dans un repère de transversité :

$$T_{3/2} = \frac{1 + i\gamma^5 \hat{\not{L}}}{2} n_+ ,$$

$$T_{1/2} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{1-i\gamma^5 \hat{\not{L}}}{2} n_+ + \sqrt{2} \frac{1+i\gamma^5 \hat{\not{L}}}{2} \gamma^5 \hat{\not{L}} \right],$$

$$T_{-1/2} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{1+i\gamma^5 \hat{\not{L}}}{2} n_- + \sqrt{2} \frac{1-i\gamma^5 \hat{\not{L}}}{2} \gamma^5 \hat{\not{L}} \right] ,$$

$$T_{-3/2} = \frac{1-i\gamma^5 \hat{\not{L}}}{2} n_- . \qquad (69)$$

Les quadrivecteurs n_+ et n_- sont les directions isotropes dans le 2-plan perpendiculaire à p' et à L conformément au paragraphe IV-2. Ayant choisi un repère de transversité, on a $n^{(3)} = \hat{L}$.

On vérifie que ces opérateurs correspondent bien aux transitions permises par la symétrie de Bohr (relation III,13a).

Les éléments de la matrice de densité de polarisation sont

$$\rho_{ij} = \frac{a_i \, a_j^*}{\sum_l |a_l|^2} . \qquad (70)$$

La correspondance entre les formes (57) et (68) de l'opérateur de transition est établie en transversité de voie t (base 49). On a dans ce repère

$$n_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{x} + i\hat{y}) ,$$

$$n_- = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{x} - i\hat{y}) . \qquad (71)$$

L'équivalence (56) donne

$$L \sim m' \, \gamma^5 \, (\not{x}y - \not{y}x) . \qquad (72)$$

On obtient à partir des relations (28) et de l'équivalence (72) :

$$L \sim - \left[(p.p' + mm')\, \gamma^5\, x \; + \frac{m'}{p.p'-mm'}\, \not{L} y \right], \qquad (73)$$

$$\gamma^5 \not{L} L \sim \gamma^5 \left[\frac{m'\phi}{4(p.p'-mm')}\; y \; + (p.p' + mm')\gamma^5 \not{L} x \right]. \qquad (74)$$

En introduisant ces deux équivalences dans les termes (69), on obtient la relation entre les deux formes de l'opérateur de transition :

$$\begin{vmatrix} \sqrt{\frac{\phi}{\Delta_t}} & a \\ \frac{i\,\phi}{2\sqrt{\Delta_t}} & b \\ \frac{i\sqrt{\Delta_t}}{2m'} & c \\ \frac{\sqrt{\phi\,\Delta_t}}{4m'} & d \end{vmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & 1+\lambda & 1+\lambda & 1 \\ -1 & -1-\lambda & 1+\lambda & 1 \\ -1 & 1-\lambda & -1+\lambda & 1 \\ -1 & 1+\lambda & 1+\lambda & -1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_{3,-1} \\ \frac{a_{1,1}}{\sqrt{3}} \\ \frac{a_{-1,-1}}{\sqrt{3}} \\ a_{-3,1} \end{vmatrix} \qquad (75)$$

On a posé

$$\lambda = \sqrt{\frac{(m'+m)^2 - t}{(m'-m)^2 - t}}, \qquad (76)$$

et on a écrit $a_{i,j}$ pour $a_{\frac{i}{2},\frac{j}{2}}$.

VIII - COUPLAGES.

1 - Analogie avec le photon.

L'analyse des facteurs de forme électromagnétique du nucléon faite par FRAZER et FULCO suggèra l'existence du méson ρ [36]. SAKURAI proposa l'universalité du couplage de ce méson au courant de spin isotopique [37]. GELL-MANN et ZACHARIASEN étudièrent les consé-

quences de cette universalité [38] que STODOLSKY désigna par "l'analogie ρ-photon" [39]. Cette analogie fut étendue à la trajectoire du ρ.

Dans une réaction de photoproduction, l'addition du spin du photon à son moment orbital est généralement décrite par deux types de multipôles, les multipôles électriques et les multipôles magnétiques [40]. La parité d'un multipôle électromagnétique est indiquée dans le tableau 1.

TABLEAU 1

	multipôle j	
	électrique	magnétique
parité	$(-1)^j$	$(-1)^{j+1}$

La transition est essentiellement dipolaire magnétique (couplage M1) dans les réactions de photoproduction [40]

$$\gamma + p \longrightarrow \Delta^+. \qquad (77)$$

Par suite de l'analogie ρ-photon, STODOLSKY et SAKURAI supposent que le couplage (ρ, nucléon $\longrightarrow \Delta$) est également dipolaire magnétique [39, 41].

Le couplage quadrupolaire électrique intervient également dans la réaction de photoproduction (77), bien qu'il y soit moins important que le couplage M1. Dans un repère donné, la composante longitudinale de la polarisation permet de définir le couplage longitudinal L2 tandis que le couplage E2 dépend de la composante transversale.

L'ensemble des couplages du ρ avec un nucléon pour donner un baryon de spin-parité $\frac{3}{2}^+$ est résumé dans le tableau 2.

TABLEAU 2

l	J^P	couplage
1	1^+	dipôle magnétique
1	2^+	quadrupôle électrique
3	2^+	" "

l = moment orbital du système (ρ, nucléon)
$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$, $\vec{s}$ étant le spin du ρ

couplages (ρ, nucléon $\longrightarrow \frac{3}{2}^+$)

Comme la symétrie SU(3) groupe les mésons ρ et K*(890) dans un même octet, on peut supposer également que le couplage M1 est dominant dans la réaction [41]:

$$\bar{K}^{*o} + p \longrightarrow Y^{*+}. \qquad (78)$$

On a un quatrième couplage, d'un nouveau type, dans la réaction :

$$A_2 + p \longrightarrow \Delta. \qquad (79)$$

Les quatre couplages de cette réaction sont indiqués dans le tableau 3.

On conserve la notion de couplage lorsque les mésons ρ, A_2 sont remplacés par leur trajectoire de Regge. Dans ce cas on a quatre couplages, le quatrième s'annulant lorsque la trajectoire passe par la valeur 1.

TABLEAU 3

l	J^P	couplage
0	2^+	quadrupôle
2	1^+	dipôle magnétique
2	2^+	quadrupôle
4	2^+	quadrupôle

l = moment orbital du système A_2-nucléon

$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$, $\vec{s}$ étant le spin du A_2

couplages A_2-nucléon $\longrightarrow \frac{3}{2}^+$

2 - Formalisme covariant.

a - Spin 1.

A toute particule de spin 1, d'impulsion q et de fonction d'onde e, on associe un tenseur antisymétrique de rang 2 :

$$F = q \wedge e \ . \tag{80}$$

Au tenseur F correspond le tenseur dual $\tilde{F}$:

$$\tilde{F}_{\lambda\mu} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho} F^{\nu\rho} . \tag{81}$$

Le tenseur F est le tenseur du champ électromagnétique lorsque la particule est un photon, tandis que e représente le quadrivecteur potentiel [12].

Lorsqu'on choisit un axe τ du genre temps, tout tenseur antisymétrique se réduit en deux vecteurs pour le groupe des rotations, petit groupe de τ [12, 42] :

$$\vec{E} = \left\{F^{oi}\right\} = q^o \vec{e} - e^o \vec{q} \ , \tag{82a}$$

$$\vec{B} = \left\{F^{ij}\right\} = \vec{q} \wedge \vec{e} \ , \qquad (i = 1, 2, 3) \ . \tag{82b}$$

Dans le cas du tenseur électromagnétique, $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont respectivement les vecteurs électriques et magnétiques. On a de façon covariante

$$E = - F.\tau, \tag{83a}$$

$$B = \tilde{F}.\tau. \tag{83b}$$

Un multipôle est décrit par un tenseur irréductible pour le groupe des rotations [14, 42]. Ce tenseur est complètement symétrique et sans trace partielle :

$$T^{\lambda}{}_{\lambda\mu\,..} = 0. \tag{84}$$

Un multipôle électrique d'ordre j est représenté par

$$T^{(j)}(\vec{q},\ \vec{q},\ \ldots\ \vec{E}) \tag{85}$$

où l'impulsion $\vec{q}$ intervient (j-1) fois, et la composante électrique $\vec{E}$ une fois. On définit de même un multipôle magnétique d'ordre j par

$$T^{(j)}(\vec{q},\ \vec{q},\ \ldots\ \vec{B}). \tag{86}$$

On vérifie bien sur ces définitions que les parités sont $(-1)^j$ pour un multipôle électrique et $(-1)^{j+1}$ pour un multipôle magnétique. A cette écriture non covariante correspond de façon immédiate une écriture covariante :

$$T^{(j)}(q,\ q,\ \ldots, E) = -\ T^{(j)}(q,\ q,\ \ldots, F\cdot\tau), \tag{87a}$$

$$T^{(j)}(q,\ q,\ \ldots, B) = \quad T^{(j)}(q,\ q,\ \ldots, \tilde{F}\cdot\tau). \tag{87b}$$

b - Spin 2.

La fonction d'onde d'une particule de spin 2 et d'impulsion q est un tenseur symétrique et sans trace f , avec la condition :

$$f\cdot q = 0. \tag{88}$$

On obtient un nouveau type de multipôles, de même parité que les multipôles électriques, représenté par le tenseur

$$T^{(j)}(q,\ q, \ldots,\ f) \tag{89}$$

où l'impulsion q intervient (j-2) fois.

c - Trajectoire de Regge.

Le quadrivecteur Q représente l'impulsion des particules échangées dans la voie t des réactions à deux corps (3). La fonction d'onde e du ρ échangé est définie par le couplage au vertex mésonique :

$$e_\mu = \mathcal{P}^{(1)}_{\mu\nu} K^\nu = (g_{\mu\nu} - \eta Q_\mu Q_\nu) K^\nu, \qquad (90)$$

avec η = signe (Q^2) .

Lorsque les deux mésons ont la même masse, on obtient :

$$e = K .$$

On associe au ρ échangé, le tenseur antisymétrique F :

$$F = Q \wedge e = Q \wedge K . \qquad (91)$$

Ayant choisi un axe des temps τ, les quadrivecteurs E et B s'écrivent d'après les définitions (83) :

$$E = (Q.\tau)\, K - (K.\tau)\, Q , \qquad (92a)$$

$$B_\lambda = \mathcal{E}_{\lambda\mu\nu\rho}\ \tau^\mu\, Q^\nu\, K^\rho . \qquad (92b)$$

Lorsque les quadrivecteurs τ, Q et K engendrent le 3-plan de la réaction, B est colinéaire à la normale L à ce 3-plan.

De même, la fonction d'onde f du A_2 échangé est définie par son couplage au vertex mésonique :

$$f_{\mu\nu} = \mathcal{P}^{(2)}_{\mu\nu\alpha\beta}\ K^\alpha K^\beta = e_\mu e_\nu - \frac{1}{4} e^2 . \qquad (93)$$

On désigne par $\mathcal{P}^{(2)}$, le projecteur sur l'état de spin 2 [35] :

$$\mathcal{P}^{(2)}_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{1}{2}\left(\mathcal{P}^{(1)}_{\mu\alpha}\ \mathcal{P}^{(1)}_{\nu\beta} + \mathcal{P}^{(1)}_{\mu\beta}\ \mathcal{P}^{(1)}_{\nu\alpha}\right) + \frac{1}{3}\,\mathcal{P}^{(1)}_{\mu\nu}\ \mathcal{P}^{(1)}_{\alpha\beta} . \qquad (94)$$

On a une transition $\frac{1}{2}^+$ vers $\frac{3}{2}^+$ au vertex baryonique. Elle fait donc intervenir un dipôle 1^+ et un quadrupôle 2^+. Ces multipôles décrivent la résultante du spin et du moment orbital du méson échangé.

On dispose des quantités suivantes pour contracter les indices des multipôles au vertex baryonique :

$$\overline{\psi}^\lambda\, u\ ,\ \overline{\psi}^\lambda\, \gamma^\mu\, u\ ,\ P^\lambda\ ,\ Q^\lambda \quad . \qquad (95)$$

On choisit comme axe des temps :

$$\tau = P \ . \tag{96}$$

On obtient ainsi les couplages suivants dans l'échange d'un méson de spin 1 :

le couplage quadrupolaire longitudinal électrique L2 : $\bar{\psi}^{\lambda}(P.K)Q_{\lambda}\, u$,
le couplage dipolaire magnétique M1 : $\bar{\psi}^{\lambda} L_{\lambda}\, u$,
le couplage quadrupolaire transversal électrique E2 : $\bar{\psi}^{\lambda} K_{\lambda}\, u$.

(97)

Ce sont trois expressions indépendantes parmi celles que l'on peut former. On a de façon analogue dans l'échange d'un méson de spin 2 :

$$\begin{aligned}
&L2 : \bar{\psi}^{\lambda}(P.K)^2\, Q_{\lambda}\, u, \\
&M1 : \bar{\psi}^{\lambda}(P.K)\varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho} P^{\mu} Q^{\nu} K_{\rho} = \psi^{\lambda}(P.K) L_{\lambda}\, u, \\
&E2 : \bar{\psi}^{\lambda}(P.K)\, K_{\lambda}\, u, \\
&E'2 : \bar{\psi}^{\lambda} \not{K}\, K_{\lambda}\, u \ .
\end{aligned} \tag{98}$$

On désigne par E'2 le couplage propre au spin 2. Le seul facteur cinématique indiqué dans ces expressions est le terme (P.K) :

$$(P.K) = \frac{s-u}{4} = \frac{\nu}{2} \ .$$

Ces couplages donnent l'expression de l'opérateur de transition, proposée par Renninger et Sarma :

$$T = \sigma^5 \left[AQ + 4B\sigma^5 L + 2CK + 4D\not{K}K \right] . \tag{99}$$

En tenant compte du terme (P.K) dans les expressions (97) et (98), on obtient pour le comportement asymptotique des amplitudes dans un modèle de Regge :

$$A \sim \nu^{\alpha} \ , \quad B \sim \nu^{\alpha-1} \ , \quad C \sim \nu^{\alpha-1} \ , \quad D \sim \nu^{\alpha-2} . \tag{100}$$

On désigne par α, la trajectoire de Regge. En outre l'amplitude D doit contenir un facteur $(\alpha-1)$ afin de ne pas intervenir au pôle du méson de spin 1.

Les quatre opérateurs de l'expression (99) ne sont pas orthogonaux entre eux. Par suite, les amplitudes C et D peuvent contribuer à plusieurs couplages [25].

Le couplage M1 n'intervient que dans les amplitudes $T_{1/2}$ et $T_{-1/2}$(69). Ceci est bien normal puisqu'un couplage dipolaire ne peut pas changer de 2 unités la projection du spin sur un axe. Le couplage M1 conserve donc cette projection sur la normale au plan de la réaction par suite de la symétrie de Bohr.

3 - Matrice-densité de polarisation.

Le modèle de Stodolsky et Sakurai ne considère que le couplage M1 par analogie avec le photon [41]. Il en est de même avec le modèle des quarks indépendants [43]. Ce modèle suppose qu'un seul quark de chaque particule intervient dans la réaction.

A une transition définie par un seul couplage correspond une matrice de densité de polarisation paire, la polarisation impaire étant nulle. On en déduit la distribution de la désintégration dans le système de la résonance au repos [41]. Les résultats sont indiqués sur le tableau 4. Le repère choisi est représenté sur la figure 29. C'est un repère de transversité de voie t, les angles θ et φ désignent respectivement l'inclinaison et l'azimut.

TABLEAU 4

couplage	paramètres multipolaires $r_2^{(2)}$	$r_0^{(2)}$	$r_{-2}^{(2)}$	désintégration
M1	0	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	$1 + 3\cos^2\theta$
E2	0	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	$\sin^2\theta$
L2	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2\sqrt{3}}$	0	$1 + 3\sin^2\theta.\ \sin^2\varphi$

IX - FORMALISME DE RENNINGER ET SARMA.

RENNINGER et SARMA ont proposé comme forme de l'opérateur de transition [25] :

$$T = \sigma^5 \left[AQ + 4B\ \sigma^5 L + 2CK + 4D\not{K}K \right]. \qquad (99)$$

Cette écriture un peu différente de celle de la référence [25] correspond aux définitions des matrices σ et des quadrivecteurs donnés dans ce chapitre-ci. En tenant compte des conditions de Rarita et Schwinger, cette forme est équivalente à celle choisie précédemment :

$$T = (a + b\sigma^5 \not{L})\ \sigma^5 x + (c + d\sigma^5 \not{L})\sigma^5 y. \qquad (54)$$

On en établit la correspondance.

1 - Changement de base.

Le formalisme de Renninger et Sarma s'exprime dans la base oblique définie par les quadrivecteurs p', Q, K, L. L'opérateur (54) utilise les quadrivecteurs orthogonaux p', x, y, L.

Le changement de base s'effectue simplement en utilisant les arguments hyperboliques. Pour les introduire, on définit un quadrivecteur auxiliaire u, du genre temps, comme projection de K sur le 2-plan (P,Q).

Le passage d'une base à l'autre est caractérisé par les trois arguments α, β, σ définis par les relations

$$\begin{aligned} \hat{Q} &= \mathrm{sh}\alpha\ \hat{p}' - \mathrm{ch}\ \alpha\ \hat{y}, \\ \hat{K} &= \mathrm{ch}\ \beta\ \hat{u} - \mathrm{sh}\ \beta\ \hat{x}\ , \\ \hat{u} &= \mathrm{ch}\ \sigma\ \hat{p}' - \mathrm{sh}\ \sigma\ \hat{y}\ . \end{aligned} \qquad (102)$$

On en déduit les relations inverses :

$$\begin{aligned} \hat{x} &= \frac{1}{\mathrm{sh}\ \beta}\left[\hat{K} + \frac{\mathrm{ch}\ \beta}{\mathrm{ch}\ \alpha}\ (\mathrm{sh}\ \sigma\ \hat{Q} - \mathrm{ch}(\alpha-\sigma)\hat{p}'\right], \\ \hat{y} &= \frac{-1}{\mathrm{ch}\ \alpha}\ \hat{Q} + \mathrm{th}\ \alpha\ \hat{p}'\ , \\ \hat{u} &= \frac{1}{\mathrm{ch}\ \alpha}\left[\mathrm{sh}\ \sigma\ \hat{Q} + \mathrm{ch}(\alpha-\sigma)\hat{p}'\right]. \end{aligned} \qquad (103)$$

On définit un quatrième argument hyperbolique, δ :

$$\begin{aligned} &\mathrm{ch}\ 2\delta = \hat{p}.\hat{p}' \qquad \text{avec}\ \ \delta > 0\ , \\ &\hat{p} = \mathrm{ch}\ 2\ \delta\ \hat{p}' + \mathrm{sh}\ 2\delta\ \hat{y}. \end{aligned} \qquad (104)$$

On a

$$\text{sh } \alpha = \hat{Q}.\hat{p}' = \frac{t+m'^2-m^2}{2m'\sqrt{|t|}} , \qquad \text{ch } \alpha = \hat{Q}.\hat{y} = \frac{\sqrt{\Delta_t}}{2m'\sqrt{|t|}} ,$$

$$\text{sh } \beta = \hat{K}.\hat{x} , \qquad \text{ch } \beta = \hat{K}.\hat{u} ,$$

$$\text{sh } \sigma = \frac{1}{\text{ch } \beta} \hat{K}.\hat{y} ,$$

$$\text{sh } 2\delta = \frac{\sqrt{\Delta_t}}{2mm'} . \tag{105}$$

Ces relations ne sont pas indépendantes. On a par exemple :

$$\text{sh } 2\delta = \frac{\sqrt{|t|}}{m} \text{ch } \alpha = \frac{\sqrt{|t|}}{m'} \text{ch}(\alpha+2\delta) \tag{106}$$

ou

$$\frac{m'}{m} = \frac{\text{ch}(\alpha+2\delta)}{\text{ch}\alpha} . \tag{107}$$

2 - Relations d'équivalence.

Les conditions de Rarita et Schwinger donnent des relations d'équivalence entre les vecteurs de chacune des deux bases :

$$\hat{Q} \sim -\text{ch } \alpha \, \hat{y} ,$$

$$\hat{K} \sim \text{sh } \beta \, \hat{x} - \text{ch } \beta \text{ sh } \sigma \, \hat{y} . \tag{108}$$

A partir de la définition (5) de Q et de la relation (106) on obtient

$$\gamma^5 \not{\hat{Q}} \sim - \gamma^5 \frac{\text{ch}(\alpha+\delta)}{\text{sh } \delta} . \tag{109}$$

A l'aide de cette équivalence on obtient

$$\gamma^5 \not{\hat{p}} \sim \frac{1}{\text{th } \delta} \gamma^5 . \tag{110}$$

Des relations (27) et (29) on déduit l'équivalence

$$\not{L} \sim \gamma^5 (mm'-p.p') \left[\not{K} + \frac{(mp'-m'p).K}{mm'-p.p'} \right] , \tag{111}$$

qui peut s'écrire

$$\gamma^5 \not{\hat{K}} \sim \frac{1}{\text{sh } \delta} \left[\text{sh } \beta \text{ ch } \delta \not{\hat{L}} - \text{ch } \beta \text{ sh}(\sigma+\delta) \gamma^5 \right] , \tag{112}$$

en utilisant la relation

$$|L| = mm' |K| \text{ sh } \beta \text{ sh } 2\delta . \tag{113}$$

De l'équivalence (29) et de la relation (113) on déduit :

$$\tau^5 \hat{\not{x}} \sim - \frac{1}{\text{th } \delta} \hat{\not{L}} \ . \tag{114}$$

On obtient à partir de l'équivalence (53) :

$$\hat{L} \sim \tau^5 (\hat{\not{x}}\hat{y} - \hat{\not{y}}\hat{x}), \tag{115}$$

et les équivalences (110) et (114) donnent enfin :

$$\hat{L} \sim - \frac{1}{\text{th } \delta} (\tau^5 \hat{x} + \hat{\not{L}}\hat{y}). \tag{116}$$

3 - Correspondance.

Grâce aux relations d'équivalence précédentes, on peut établir la correspondance entre les deux formes (54) et (101) de l'opérateur de transition. Cette correspondance se trouve dans le tableau suivant qui doit être lu uniquement par lignes.

TABLEAU 5

	$\tau^5 \hat{x}$ (E2)	$\hat{\not{L}} \hat{x}$	$y^5 \hat{y}$ (L2)	$\hat{\not{L}} \hat{y}$
$\tau^5 \hat{Q}$			$-\text{ch } \alpha$	
$\hat{L}$ (M1)	$\frac{-1}{2 \text{ th } \delta}$			$\frac{-1}{2 \text{ th } \delta}$
$\tau^5 \hat{K}$	$-\text{sh } \beta$		$-\text{ch } \beta \text{ sh } \tau$	
$\tau^5 \hat{\not{K}} \hat{K}$ (E'2)	$\frac{\text{sh } \beta \text{ ch } \beta \text{ sh}(\tau+\delta)}{\text{sh } \delta}$	$-\frac{\text{sh}^2 \beta}{\text{th } \delta}$	$\frac{\text{ch}^2 \beta \text{ sh } \tau \text{ sh}(\tau+\delta)}{\text{sh } \delta}$	$-\frac{\text{sh } \beta \text{ ch } \beta \text{ sh } \tau}{\text{th } \delta}$

4 - Remarques.

La forme (57) de l'opérateur de transition semble la plus commode pour décrire la réaction (2) malgré la présence d'un pôle cinématique dans les amplitudes invariantes. Elle ne contient pas en particulier de termes qui sont à éliminer par les conditions de Rarita et Schwinger, comme les projections de Q et de K selon p' dans la forme (99).

Les opérateurs intervenant dans la forme (57) ne sont pas orthogonaux entre eux, d'après les relations (65). Cependant on en déduit simplement une base d'opérateurs orthogonaux dont les coefficients sont les amplitudes d'hélicité de voie t :

$$
\begin{aligned}
T_{1,1} &= -\frac{\sqrt{3}}{2}\,\sigma^5\,\hat{y}, \\
T_{1,-1} &= \frac{\sqrt{3}}{2}\,\hat{\not{L}}\,\hat{y}, \\
T_{3,1} &= \sigma^5\,\hat{x} + \frac{1}{2}\,\hat{\not{L}}\,\hat{y}, \\
T_{3,-1} &= \hat{\not{L}}\,\hat{x} + \frac{1}{2}\,\sigma^5\,\hat{y}.
\end{aligned}
\qquad (117)
$$

On a écrit $T_{i,j}$ au lieu de $\sqrt{(m'-m)^2-t}\;\; T_{\frac{i}{2},\,\frac{j}{2}}$.

Par ailleurs l'expression (57) se généralise facilement au cas d'un baryon final de spin quelconque. Pour le spin 5/2 par exemple, on a les termes suivants :

$$x^\lambda x^\mu,\; y^\lambda y^\mu,\; x^\lambda y^\mu + y^\lambda x^\mu\;,$$

$$\sigma^5 \not{L}\; x^\lambda x^\mu,\; \sigma^5 \not{L}\; y^\lambda y^\mu,\; \sigma^5 \not{L}(x^\lambda y^\mu + y^\mu x^\lambda).$$

Les amplitudes invariantes possèdent une singularité cinématique, le pôle en $\frac{1}{p.p'+mm'}$ ou en $\frac{1}{p.p'-mm'}$ selon les parités relatives.

Chapitre V

AJUSTEMENT D'UN MODELE DE REGGE AUX REACTIONS DU TYPE $0^- + \frac{1}{2}^+ \longrightarrow 0^- + \frac{3}{2}^+$

I - INTRODUCTION.

Le comportement de la section efficace différentielle des réactions avec production du Δ^{++} a été décrit par MATHEWS [44]. Il remarque plusieurs analogies avec les réactions correspondantes où le baryon final est un nucléon :

la section efficace présente un maximum près de l'avant,

les réactions $\pi^+ p \longrightarrow \pi^0 \Delta^{++}$ et $\pi^- p \longrightarrow \pi^0 n$, pour lesquelles le ρ est le seul méson échangé, ont une section efficace minimale pour un transfert voisin de $-0,6\ GeV^2$,

les trajectoires effectives sont compatibles avec l'échange des mésons ρ et A_2.

KRAMMER et MAOR ont ajusté les réactions avec production de Δ^{++} à l'aide d'amplitudes d'hélicité de voie t [45]. Ils constatent une difficulté pour concilier la dégénérescence forte et la symétrie SU(3). RENNINGER et SARMA ont effectué un ajustement avec des amplitudes invariantes pour les réactions avec production de Δ^{++} [25], et un autre pour les réactions avec production de Y^{*+} [46]. Ils ont imposé la symétrie SU(3) dans chacun de leurs ajustements, et ils n'ont pas conservé l'hypothèse de la dégénérescence faible.

L'étude de ce type de réactions est reprise avec davantage de points expérimentaux, incluant en particulier les résultats du chapitre III.

II - REACTIONS ETUDIEES.

On considère les réactions du type

$$0^- + \frac{1}{2}^+ \longrightarrow 0^- + \frac{3}{2}^+ ,$$

où le baryon final appartient à la représentation décuplet de SU(3). Leur liste est donnée dans le tableau 1.

Pour ces réactions, les particules échangées dans la voie croisée t doivent être de parité naturelle(*), par conservation du moment angulaire et de la parité au vertex des mésons. Les trajectoires de Regge sont celles des octets de spin-parité 1^- et 2^+ si on se limite aux multiplets de mésons bien connus. Toutefois la conservation de l'isoparité ne permet que l'une de ces deux trajectoires lorsque les deux mésons 0^- sont non étranges.

Certaines réactions n'ont pas été retenues pour l'ajustement car, dans ces cas, la résonance est produite avec un fond si important que les valeurs des sections efficaces sont incertaines. Les résultats expérimentaux concernant la réaction $K^-n \longrightarrow \bar{K}^o\Delta^-$ à 4,5 GeV/c et la réaction $\pi^+p \longrightarrow K^+Y^{*+}$ à 3,75 GeV/c n'ont pas été retenus à cause d'une erreur probable de normalisation.

L'impulsion minimale des expériences prises en compte est de 2,5 GeV/c. Le transfert est limité à -2 GeV^2 pour les échanges de trajectoires non étranges et à -1,1 GeV^2 pour les échanges de trajectoires étranges.

Le tableau représente la compilation des expériences concernant les réactions du type étudié lorsque l'impulsion est supérieure à 2,5 GeV/c [10, 11, 49, 50, 51, 52]. On y trouve les coefficients de Clebsch-Gordan relatifs aux octets échangés dans la voie t, ainsi que ceux des autres multiplets de SU(3). Bien qu'on ne considère pas l'échange de décuplet et de 27-plet dans l'ajustement proposé, il ne peut pas être exclu que de tels termes interviennent effectivement à basse énergie.

(*) Un méson est dit de parité naturelle si sa parité est égale à $(-1)^s$, s étant son spin.

TABLEAU 1

n[1]	réaction	amplitude 8		multiplet 10	27	27	impulsions (GeV/c)
		1^-	2^+		I=1	I=2	
1	$\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++}$	$\sqrt{\frac{2}{15}}$		$\frac{-1}{4\sqrt{3}}$		$\frac{-\sqrt{3}}{4\sqrt{2}}$	2,67-3,4-4-5-8-11,7-13,1
1'	$\pi^- p \rightarrow \pi^- \Delta^+$ [2]	$\frac{-2}{3\sqrt{5}}$		$\frac{1}{6\sqrt{2}}$		$\frac{-1}{4}$	8-16
2	$\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}$		$\frac{\sqrt{2}}{5}$	$\frac{-1}{4}$	$\frac{-3}{20\sqrt{2}}$		3,4-3,7-5-8-11,7
	$\pi^+ p \rightarrow X^0 \Delta^{++}$		$\sqrt{\frac{2}{5}}$ [3]				3,7
3	$K^- p \rightarrow K^- \Delta^+$	$\frac{-1}{3\sqrt{5}}$	$-\frac{1}{5}$	$\frac{-1}{6\sqrt{2}}$	$\frac{-1}{20}$		(10)[4]
3'	$K^- n \rightarrow \bar{K}^0 \Delta^-$ $K^0 p \rightarrow K^- \Delta^{++}$	$\frac{-1}{\sqrt{15}}$	$\frac{-\sqrt{3}}{5}$	$\frac{-1}{2\sqrt{6}}$	$-\frac{\sqrt{3}}{20}$		3-(4,5)-4,9
4	$K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$	$\frac{1}{\sqrt{15}}$	$-\frac{\sqrt{3}}{5}$	$\frac{1}{2\sqrt{6}}$	$-\frac{\sqrt{3}}{20}$		2,53-2,72-2,972-3-3,5-4,6-5-7,3-8,25-10-12,7-15,7
					I=1/2	I=3/2	
7	$\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^{*+}$	$\frac{1}{3\sqrt{5}}$	$\frac{1}{5}$	$\frac{-1}{3\sqrt{2}}$	$\frac{-1}{30}$	$-\frac{1}{6}$	3,5-3,7-(3,75)-4-4,25-4,5-4,75-5-5-5,05-5,5-6-8-10-14
8	$K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$	$\frac{-1}{3\sqrt{5}}$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{3\sqrt{2}}$	$\frac{-1}{30}$	$-\frac{1}{6}$	3,9-3,93-4,23-4,6-5,5-6-8-10,1-14,25-16
8"	$K^- n \rightarrow \pi^0 Y^{*-}$	$\frac{-1}{3\sqrt{10}}$	$\frac{1}{5\sqrt{2}}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{-1}{30\sqrt{2}}$	$\frac{1}{3\sqrt{2}}$	(3)
10	$K^- n \rightarrow \eta Y^{*-}$	$\frac{-1}{\sqrt{30}}$	$\frac{-1}{5\sqrt{6}}$	$\frac{-1}{2\sqrt{3}}$	$\frac{-3}{10\sqrt{2}}$		(3)

1) Le numéro de la réaction est défini par analogie avec les réactions étudiées dans la référence [47] où le baryon final appartient à un octet de SU(3).

2) Cette réaction a un fond de plus de 80%.

3) Le méson X^0 est considéré comme pur singulet de SU(3). Par conséquent l'amplitude de cette réaction n'est pas reliée par SU(3) à celles des autres réactions.

4) Les impulsions entre parenthèses concernent des expériences non prises en compte dans l'ajustement.

III - DESCRIPTION DES PHENOMENES.

1 - Trajectoires effectives.

On suppose que les amplitudes des réactions considérées ont un comportement en énergie déterminé par un modèle de pôles de Regge. La formule (IV, 66) de la section efficace différentielle peut alors être écrite sous la forme définissant la trajectoire effective α_{eff} :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{R(t)}{\left[s-(m+\mu)^2\right]\left[s-(m-\mu)^2\right]} \left(\frac{s-u}{2}\right)^{2\alpha_{eff}} \qquad (1)$$

A chaque transfert t, on ajuste la trajectoire effective et le paramètre R(t) sur les sections efficaces différentielles d'une réaction donnée à diverses énergies. Certaines sections efficaces différentielles sont obtenues par interpolation linéaire de la quantité $\text{Log}\ \frac{d\sigma}{dt}$ en fonction de t. Leurs erreurs sont calculées par interpolation linéaire des erreurs expérimentales.

Les ajustements sont effectués par le programme de minimisation MINUIT [3]. Les erreurs sont celles calculées par le sous-programme MINOS. Le χ^2 est généralement voisin du nombre de degrés de liberté.

Les trajectoires effectives sont comparées à la trajectoire de Regge passant par les carrés des masses des particules échangées (figure 30) :

$$\alpha(\rho,\ A_2) = 0{,}485 + 0{,}880\ t\ , \qquad (2)$$

$$\alpha(K^*,\ K^{**}) = 0{,}326 + 0{,}845\ t\ . \qquad (3)$$

Ces trajectoires effectives sont calculées à partir des diverses expériences au-dessus de 3 GeV/c. Il aurait été intéressant d'étudier l'évolution de ces trajectoires en passant d'un intervalle d'énergies à un autre ; mais le nombre de résultats expérimentaux et leur précision ne le permettent pas encore.

La trajectoire effective de la réaction $\pi^+ p \rightarrow \pi^o \Delta^{++}$ est constante dans l'intervalle $0 < |t| < 0{,}6\ \text{GeV}^2$. Elle présente un décrochement d'une demi-unité vers $t = -0{,}6\ \text{GeV}^2$. Ce comportement est très semblable à celui de la trajectoire effective de la réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^o n$ où également le ρ est la seule particule échangée dans la voie t [59].

La trajectoire effective de la réaction $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}$ est à peu près symétrique de la précédente par rapport à la trajectoire (ρ, A_2). Ces trajectoires se rencontrent vers $t = -0,15$ GeV^2. La pente de cette trajectoire effective est estimée à $(1,5 \pm 0,5)$ GeV^2.

Dans l'intervalle $0,1 < |t| < 0,55$ GeV^2, la réaction $K^+ p \rightarrow K^o \Delta^{++}$ a une trajectoire effective parallèle à la trajectoire (ρ, A_2). On a en effet :

$$\alpha(\rho, A_2) - \alpha_{eff} = 0,1 \ .$$

Pour les deux réactions $\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^{*+}$ et $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$, les trajectoires effectives sont nettement au-dessus de la trajectoire (K^*, K^{**}). On remarque que les trajectoires effectives des deux réactions $\pi^+ p \rightarrow \pi^o \Delta^{++}$ et $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$ sont pratiquement confondues pour $|t| < 0,6$ GeV^2. Il en est de même pour les deux réactions $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}$ et $\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^{*+}$. On ne constate donc pas d'effet direct dû au décalage de trajectoires :

$$\delta\alpha = \alpha(\rho, A_2) - \alpha(K^*, K^{**}) = 0,16. \qquad (4)$$

2 - Pic de diffraction.

Les sections efficaces différentielles présentent un maximum à petit transfert ($t \sim -0,1$ GeV^2). C'est le pic de diffraction vers l'avant. Au-delà de ce pic, la décroissance des sections efficaces est approximativement exponentielle.

Après avoir étudié le comportement des sections efficaces, à transfert fixé, par le calcul de trajectoires effectives, on peut décrire également leur comportement à énergie fixée. Pour cela, on subsitue à la relation 1 la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{dt} = a\, e^{bt} \ . \qquad (5)$$

A haute énergie et à petit transfert, la comparaison de ces deux formes donne

$$b = d + 2\,\alpha' \mathrm{Log}\, s \ , \qquad (6)$$

en posant dans la relation 1 :

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t \ , \qquad (7a)$$

$$R(t) = c\, e^{dt} \ . \qquad (7b)$$

La quantité b^{-1} apparaît comme une mesure de la largeur du pic de diffraction. La relation (6) donne la loi de rétrécissement de ce pic en fonction de l'énergie.

3 - Dépendance en énergie des sections efficaces.

La dépendance en énergie des sections efficaces peut être reliée, de façon approchée, à la trajectoire dominante d'un modèle de Regge. Désignant par α_o, la valeur de cette trajectoire pour un transfert moyen (environ $-0,2$ GeV^2) et par p l'impulsion du faisceau, la section efficace σ est approximativement proportionnelle à $p^{(2\alpha_o - 2)}$. La pente du logarithme de la section efficace, en fonction de Log p, dépend ainsi linéairement de α_o. Les résultats sont indiqués dans le tableau 2. Ils sont établis d'après les figures 27, 31, 32, 33 et 34.

TABLEAU 2

réaction	zone d'impulsions (en GeV/c)	pente	α_o
$\pi^+ p \rightarrow \pi^o \Delta^{++}$	2,7 - 13	-1,46	0,27 ± 0,03
$\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}$	2,7 18,5	-1,39	0,30 ± 0,1
$K^- n \rightarrow \bar{K}^o \Delta^-$ $\bar{K}^o p \rightarrow K^- \Delta^+$	2 - 8	-1,85	0,07 ± 0,05
$K^+ p \rightarrow K^o \Delta^{++}$	3 - 13	-1,96	0,02 ± 0,05
$\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^{*+}$	4 - 14	-1,28	0,36 ± 0,1
$K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$	1,5 - 5 5 - 16	-2,44 -0,89	-0,22 ± 0,1 0,56 ± 0,1

Ces résultats sont en bon accord avec les trajectoires effectives puisqu'ils expriment une analyse analogue des mêmes résultats expérimentaux.

Un seul pôle est échangé dans chacune des deux premières réactions du tableau 2. Pour ces deux réactions, la valeur de α_o est compatible avec la trajectoire du pôle. Les deux signatures interviennent dans les autres réactions. Pour elles, la dispersion des résultats est très grande ; elle est bien supérieure au décalage des trajectoires, $\delta\alpha = 0,16$.

4 - Réactions conjuguées dans le croisement (s, u).

Les deux réactions

$$K^-n \longrightarrow \overline{K}^oA^- \qquad \text{et} \qquad K^+p \longrightarrow K^oA^{++} ,$$

sont conjuguées l'une de l'autre dans le croisement des variables s et u, à une symétrie d'isospin près.
Il en est de même des deux réactions

$$\pi^+p \longrightarrow K^+Y^{*+} \qquad \text{et} \qquad K^-p \longrightarrow \pi^-Y^{*+} .$$

Les amplitudes de réactions conjuguées dans le croisement sont reliées par prolongement analytique de fonctions dont le comportement asymptotique permet l'application du théorème de PHRAGMÉN-LINDELÖF [53]. On en déduit qu'asymptotiquement la section efficace différentielle et la polarisation paire de deux réactions conjuguées sont égales, tandis que leur polarisation impaire est de signe opposé.

Le terme dominant de chaque signature peut être pris de la forme

$$\nu^{\alpha(t)}(\text{Log } \nu)^{\beta(t)} \qquad \text{où} \quad \nu = \frac{s-u}{2} . \tag{8}$$

Cette forme correspond à une coupure de Regge, ou à un pôle si $\beta(t) = 0$. Les quantités $\alpha(t)$ et $\beta(t)$ doivent être les mêmes pour chacune des deux signatures si toutes les deux interviennent à très haute énergie. Dans le cas des pôles, cette situation s'appelle la dégénérescence faible.

Dans le concept de dualité, l'ensemble des pôles de Regge de la voie croisée est dual de l'ensemble des résonances de la voie directe. Si la voie directe n'a pas de résonance possible dans le cadre du modèle des quarks (diagramme de HARARI), cette voie est dite exotique [54].

La phase de l'amplitude d'une telle réaction est supposée nulle. Ceci entraîne une relation entre les résidus des amplitudes 1^- et 2^+ qui ne dépend pas de l'étrangeté des pôles :

$$\frac{a(1^-)}{a(2^+)} = \frac{3}{\sqrt{5}} \simeq 1,342 \quad . \qquad (9)$$

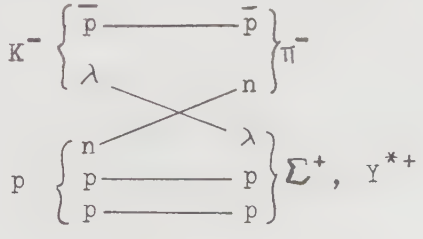
En outre les pôles des deux signatures doivent avoir leurs trajectoires confondues. C'est la dégénérescence forte.

Les réactions $K^-n \longrightarrow \overline{K}^o\Delta^-$ et $\overline{K}^o p \longrightarrow K^-\Delta^{++}$ se correspondent dans la symétrie d'isospin. Par suite leurs sections efficaces sont égales. On constate, sur la figure 33, que ces valeurs sont inférieures à la section efficace de la réaction conjuguée $K^+p \longrightarrow K^o\Delta^{++}$. Entre 3 et 8 GeV/c, le rapport est à peu près constant et voisin de 1,3. Ce rapport est également à peu près constant en transfert pour les sections efficaces différentielles à 3 GeV/c et à 4,9 GeV/c. Toutefois la dispersion des résultats expérimentaux n'exclut pas que le rapport soit bien égal à 1 en réalité.

La section efficace de la réaction $K^-p \longrightarrow \pi^-Y^{*+}$ (figure 27) est plus grande que celle de la réaction $\pi^+p \longrightarrow K^+Y^{*+}$ (figure 34) dans la zone d'impulsion de 2 à 16 GeV/c. Le rapport des sections efficaces est voisin de 2,5 entre 2 et 5 GeV/c. Ce rapport diminue à partir de 5 GeV/c et semble atteindre 1 vers 20 GeV/c. A une impulsion donnée ce rapport ne dépend pas du transfert.

On a un résultat analogue lorsque le baryon final appartient à un octet de SU(3), comme dans le cas des deux réactions conjuguées $\pi^+p \longrightarrow K^+\Sigma^+$ et $K^-p \longrightarrow \pi^-\Sigma^+$ (figure 35). Le diagramme de dualité proposé par HARARI est illégal(*) pour la seconde réaction [54]. On constate de façon générale que de deux réactions conjuguées, celle décrite par un diagramme illégal a la plus grande section efficace.

(*) Les réactions $K^-p \longrightarrow \pi^-Y^{*+}$ et $K^-p \longrightarrow \pi^-\Sigma^+$ ne peuvent pas être interprétées par des diagrammes légaux, c'est-à-dire par des diagrammes décrivant à la fois l'échange d'un baryon dans la voie s et l'échange d'un méson dans la voie t. Le diagramme suivant est illégal :



5 - Modèle d'échange d'octets dans la voie t.

Dans l'hypothèse où les amplitudes des réactions considérées sont constituées uniquement de termes d'échange de trajectoires d'octets dans la voie t, on a la relation suivante entre les sections efficaces différentielles [55] :

$$\frac{d\sigma}{dt}(K^- n \to \bar{K}^o \Delta^-) + \frac{d\sigma}{dt}(K^+ p \to K^o \Delta^{++}) = \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \to \pi^o \Delta^{++}) + 3\,\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \to \eta \Delta^{++}). \quad (10)$$

Si de plus, il n'y avait pas de brisure de la symétrie SU(3) en passant des réactions sans échange d'étrangeté à celles avec échange d'étrangeté, chacun des deux termes ci-dessus serait égal à :

$$3\left[\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \to K^+ Y^{*+}) + \frac{d\sigma}{dt}(K^- p \to \pi^- Y^{*+})\right] . \quad (11)$$

Ces trois quantités sont calculées à 5 GeV/c et sont représentées sur la figure 36. Les points sont choisis de façon à n'avoir que peu d'interpolations à effectuer. L'interpolation en transfert est exponentielle entre les deux points les plus voisins. L'interpolation en énergie est obtenue par l'ajustement d'une trajectoire effective.

La figure 36 montre que la relation (10) est très bien vérifiée à 5 GeV/c. On peut donc supposer que limiter l'amplitude à des termes d'octets de la voie t est une bonne approximation. Cependant la quantité (11) est très différente de chacun des termes de la relation (1). Le rapport des quantités (10) à (11) est égal à 5 au voisinage de $t = -0{,}1$ GeV^2 ; il est de 2,7 à $t = -0{,}4$ GeV^2.

Plusieurs possibilités se présentent pour expliquer un tel effet :

1 - le décalage de trajectoires en passant des mésons non étranges aux mésons étranges,

2 - l'échange de décuplet dans la voie t,

3 - une brisure de SU(3) qui ne dépend pas des trajectoires.

La relation (10) étant très bien vérifiée, on peut supposer que seuls les termes d'octets interviennent. On essaye donc d'expliquer le phénomène grâce à la première possibilité : le décalage des trajectoires.

Le déplacement $\delta\alpha$, des trajectoires est obtenu par la relation (4) :

$$\delta\alpha = 0,16.$$

A 5 GeV/c et à petit transfert on a :

$$\nu = \frac{s-u}{\nu_o} = 10, \quad \text{avec } \nu_o = 2 \text{ GeV}^2 .$$

Par suite, dans la formule (1) de la section efficace différentielle la quantité $\nu^{2\alpha}$ a une variation relative :

$$\nu^{2\delta\alpha} = 10^{0,32} = 2,1. \qquad (12)$$

On suppose que les résidus des amplitudes sont des fonctions de la trajectoire $\alpha(t)$. On admet également qu'à petit transfert ces résidus sont proportionnels à $\alpha(t)$. La présence du facteur $\alpha(t)$ dans l'amplitude d'échange du ρ, rend compte du minimum de la section efficace $\pi^+ p \longrightarrow \pi^o \Delta^{++}$ vers $t = -0,6$ GeV^2. La dégénérescence forte entraîne la présence de ce terme dans l'amplitude d'échange du A_2. On en déduit à $t = 0$ GeV^2, une variation relative du carré des résidus de

$$\left(\frac{0,485}{0,326}\right)^2 = 2,2. \qquad (13)$$

On néglige la variation due aux facteurs de signature, chacun d'eux variant en sens opposé. Le produit des quantités (12) et (13) donne 4,6. Ceci est voisin du rapport des quantités (1) et (2) qu'on a constaté à petit transfert.

Le terme $\nu^{2\delta\alpha}$ entraîne que ce rapport doit croître avec l'énergie. Ceci sera à vérifier lorsqu'il y aura des résultats expérimentaux à plus haute énergie pour toutes les réactions concernées par les quantités (1) et (2). Cependant d'après les remarques faites sur les trajectoires effectives et l'égalité de certaines d'entre elles, il semble plus probable que ce rapport soit constant en énergie entre 3 et 14 GeV/c.

6 - Polarisation.

Les données expérimentales ne concernent généralement que la polarisation paire. Celle-ci est souvent imprécise et parfois peu compatible d'une expérience à l'autre. Elle est presque aussi souvent à l'extérieur du domaine de positivité qu'à l'intérieur. Ceci indique qu'elle est probablement très près du bord de ce domaine.

En faisant l'hypothèse que la polarisation paire dépend davantage du transfert que de l'énergie, la figure 37 présente des moyennes de résultats expérimentaux. Ce sont des moyennes sur plusieurs énergies, à transfert fixé. On constate que la polarisation du Δ^{++} dans la réaction $\pi^+ p \rightarrow \pi^o \Delta^{++}$ varie de la valeur L2 imposée par la cinématique à l'avant, jusqu'à la valeur M1 correspondant au modèle de Stodolsky et Sakurai, en suivant un chemin qui semble à peu près rectiligne dans un repère de voie t. Le Δ^{++} produit dans la réaction $K^+ p \rightarrow K^o \Delta^{++}$ a une polarisation paire voisine de celle prédite par le modèle de Stodolsky et Sakurai, même à petit transfert. La polarisation du Y^{*+} produit dans la réaction $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$, entre 4 et 6 GeV/c, est semblable à la précédente. Par contre à 14,25 GeV/c, le résultat expérimental est nettement différent ; ceci peut être dû à une dépendance en énergie qu'il reste à confirmer par d'autres mesures au-dessus de 6 GeV/c. A cette exception près, le couplage M1 est donc nettement prédominant, même à petit transfert, pour les réactions exotiques.

IV - MODELE.

1 - Pôles de Regge.

Les trajectoires de Regge $\alpha(t)$ sont supposées rectilignes, celles du ρ et du A_2 étant confondues. On les détermine donc par les conditions :

$$\alpha(m_\rho^2) = 1, \qquad \alpha(m_{A_2}^2) = 2.$$

On en déduit la formule déjà utilisée pour comparer les trajectoires effectives aux trajectoires de Regge :

$$\alpha(t) = 0{,}485 + 0{,}880\ t. \qquad (2)$$

De la même façon, on obtient pour les trajectoires droites et confondues du $K^*(890)$ et du $K^{**}(1420)$:

$$\alpha(t) = 0{,}326 + 0{,}845\ t. \qquad (3)$$

Considérer les trajectoires droites et confondues ne peut être qu'une approximation puisqu'elles ont un point de branchement au seuil de la voie t. De plus, ce seuil n'est pas le même pour la trajectoire du ρ et celle du A_2. Il est respectivement à $t = 4m_\pi^2$ et à $t = 9\ m_\pi^2$. Cependant le calcul de la trajectoire effective de la réaction $\pi^- p \longrightarrow \pi^0 n$ montre que la trajectoire du ρ est à peu près droite de $t = 0$ GeV^2 à $t = -5$ GeV^2 [59], en bon accord avec la formule (2).

Les amplitudes de l'octet 1^-, antisymétrique dans le croisement (s, u), sont de la forme

$$A_1 = R_1(t)\left[1 - e^{-i\pi\alpha(t)}\right] \nu^{\alpha(t)}. \qquad (14)$$

Les amplitudes de l'octet 2^+, symétrique dans le croisement (s,u), sont de la forme

$$A_2 = R_2(t)\left[1 + e^{-i\pi\alpha(t)}\right] \nu^{\alpha(t)}. \qquad (15)$$

Les résidus $R_1(t)$ et $R_2(t)$ sont réels puisqu'on est au-dessous du seuil de la voie t. Il en résulte que les amplitudes 1^- et 2^+ sont en quadrature de phase.

Dans un modèle ne contenant que les pôles appartenant aux octets 1^- et 2^+, les amplitudes de deux réactions conjuguées dans le croisement (s,u) sont A_+ pour la réaction exotique, A_- pour l'autre :

$$A_+ = A_2 + A_1 = \left[(R_2 + R_1) + (R_2 - R_1)\ e^{-i\pi\alpha}\right]\nu^\alpha, \qquad (16a)$$

$$A_- = A_2 - A_1 = \left[(R_2 - R_1) + (R_2 + R_1)\ e^{-i\pi\alpha}\right]\nu^\alpha. \qquad (16b)$$

On a

$$|A_+|^2 = |A_-|^2 \quad . \tag{17}$$

Un tel modèle ne peut pas rendre compte des phénomènes observés entre 3 et 16 GeV/c :

1 - les sections efficaces des réactions conjuguées ne sont pas égales,

2 - les trajectoires effectives ne coïncident pas avec celles des pôles.

Il faut donc adjoindre un terme correctif important. Il semble que ce terme soit dû à un effet des basses énergies. Ceci pourra être confirmé si les sections efficaces des réactions $\pi^+ p \longrightarrow K^+ Y^{*+}$ et $K^- p \longrightarrow \pi^- Y^{*+}$ continuent à se rapprocher au-delà de 20 GeV/c.

2 - Coupures de Regge.

Il semble normal de considérer des coupures dans le plan complexe du moment angulaire J. Leur existence est imposée par l'unitarité [56].

En mettant la discontinuité de l'amplitude dans le plan J sous la forme approchée

$$\rho(J,\ t) = a\ e^{bt} \left[J - \alpha_c(t)\right]^{\sigma}, \tag{18}$$

on obtient comme contribution à l'amplitude d'une signature donnée [57] :

$$a' \xi(\alpha_c)\ \frac{\nu^{\alpha_c(t)}}{(\mathrm{Log}\ \nu + b - i\frac{\pi}{2})^{1+\sigma}} \quad . \tag{19}$$

Dans cette expression $\alpha_c(t)$ est la trajectoire du début de la coupure. Le terme $\xi(\alpha_c)$ est le facteur de signature. Le pôle de Regge est un cas particulier de cette forme, celui pour lequel $\sigma = -1$.

Le modèle d'unitarité, de même que le modèle d'absorption, donne une prescription pour la trajectoire $\alpha_c(t)$ [57]. Si la coupure provient de la convolution de deux pôles de trajectoires $\alpha_1(t)$ et $\alpha_2(t)$, on a

$$\alpha_c(t) = \alpha_1(o) + \alpha_2(o) - 1 + \frac{\alpha_1' \cdot \alpha_2'}{\alpha_1' + \alpha_2'} t. \qquad (20)$$

Le terme dominant provient de la convolution du pôle prépondérant (ρ, A_2) ou (K^*, K^{**}) avec le poméron dont la trajectoire est supposée avoir une pente égale à la moitié de celle du ρ.

On obtient ainsi pour les coupures associées au ρ et au A_2 :

$$\alpha_c(t) = 0,485 + 0,293\ t. \qquad (21)$$

On a de même pour les coupures associées au K^* et au K^{**} :

$$\alpha_c(t) = 0,326 + 0,282\ t. \qquad (22)$$

Ces trajectoires peuvent paraître bien hautes s'il s'agit de tenir compte d'effets secondaires provenant uniquement des basses énergies.

3 - Echange d'octets.

Les diverses réactions sont reliées par les coefficients de Clebsch-Gordan de SU(3) en supposant que les échanges dans la voie t se réduisent à des échanges d'octets. La conjugaison de charge permet d'attribuer l'octet 1^- à la combinaison antisymétrique des octets de mésons pseudoscalaires, et l'octet 2^+ à la combinaison symétrique.

Le terme correctif (coupure) est supposé se comporter comme un octet de SU(3), ce qui pourrait être inexact. Cependant l'égalité (10) suggère que c'est une bonne approximation si on considère l'importance de ce terme correctif dans un modèle de dégénérescence forte des pôles.

4 - Choix des amplitudes.

On a vu au chapitre précédent que RENNINGER et SARMA ont proposé la forme suivante pour l'opérateur de transition [25] :

$$T = \sigma^5 \left[AQ + 4B\sigma^5 L + 2CK + 4D\not{K}K \right]. \qquad (23)$$

Le modèle de Stodolsky et Sakurai ne considère que l'amplitude B, les autres sont supposées nulles. Cette amplitude B n'intervient pas à l'avant puisque le quadrivecteur L est nul dans ce cas. Cependant la section efficace différentielle de la réaction $\pi^+ p \rightarrow \pi^o \Delta^{++}$ ne semble pas nulle à l'avant. En outre, à petit transfert, la polarisation du Δ^{++} est différente de celle prédite par ce modèle. Il faut donc faire intervenir une autre amplitude au moins. Renninger et Sarma ont utilisé les amplitudes B et D.

Une étude préalable de la réaction $\pi^+ p \rightarrow \pi^o \Delta^{++}$ a montré que seules les amplitudes B et D intervenaient dans cette réaction de façon significative, les amplitudes A et C pouvant être considérées comme nulles [58] . Cette réaction étant la plus précise, on généralise ce résultat à l'ensemble des réactions.

5 - Paramétrisation des amplitudes.

On admet l'hypothèse de la dégénérescence forte. Par suite, les résidus des pôles appartenant aux octets 1^- et 2^+ sont reliés par la relation (9).

Par contre, il ne semble pas y avoir de contraintes a priori sur les résidus des coupures.

La paramétrisation choisie pour les amplitudes est la suivante :

pour un pôle : $$a\, e^{bt}\, P(\alpha)\, \xi(\alpha)\, \nu^{\alpha-n} \quad , \tag{24a}$$

pour une coupure : $$e^{b't}\, P(\alpha)\, \xi(\alpha)\, \frac{\nu^{\alpha-n}}{a'(\mathrm{Log}\,\nu - i\frac{\pi}{2}) + c'} \quad , \tag{24b}$$

avec $$\xi(\alpha) = i + \mathrm{tg}\,\frac{\pi\alpha}{2} \text{ pour la signature négative,} \tag{25a}$$

$$\xi(\alpha) = i - \mathrm{cotg}\,\frac{\pi\alpha}{2} \text{ pour la signature positive,} \tag{25b}$$

$$P(\alpha) = \alpha(\alpha+1)(\alpha+2)(\alpha+3), \tag{26}$$

$n = 0$ pour l'amplitude A, $n = 1$ pour B et C, $n = 2$ pour D.

Les paramètres a, b, a', b', c' dépendent de l'amplitude considérée ; a et b ne dépendent pas de la signature (dégénérescence forte) tandis que a', b', c' n'ont pas les mêmes valeurs pour chacune des deux

signatures. Les facteurs intervenant dans le terme $P(\alpha)$ sont nécessaires pour supprimer les pôles des facteurs de signature $\xi(\alpha)$. L'amplitude D est la seule contenant le couplage E'2. Elle doit donc s'annuler lorsque $\alpha(t) = 1$, ce qui entraîne la présence d'un facteur supplémentaire $(\alpha-1)$ dans son résidu.

Les unités choisies sont telles que $\hbar = c = 1$. La section efficace par stéradian $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est proportionnelle à une surface ; l'unité utilisée est le millibarn :

$$1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2. \qquad (27)$$

C'est avec cette unité que sont fournis les résultats expérimentaux. Cependant le formalisme exprime la section efficace en fonction de quadrivecteurs dont la norme est mesurée en GeV. On a la correspondance suivante [60]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ (mb)} = 0{,}38936 \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ (GeV}^{-2}). \qquad (28)$$

V - AJUSTEMENT DU MODELE.

1 - Ajustement de réactions n'ayant qu'un pôle échangé.

On a déjà remarqué, en considérant des couples de réactions conjuguées, qu'il fallait apporter un terme correctif au modèle de pôles fortement dégénérés (pôles ayant la même trajectoire et les mêmes résidus). Dans un modèle d'absorption cette correction doit se soustraire à la contribution des pôles [57]. C'est-à-dire que l'adjonction de ce terme d'absorption doit entraîner une augmentation de la valeur des résidus des pôles par rapport à un ajustement sans coupure. Dans ce dernier cas, les valeurs numériques relatives au pôle seul, simulent en fait la contribution d'un pôle et d'une coupure. Pour mesurer un tel effet et constater l'importance relative des coupures de chacune des deux signatures, on a effectué un ajustement préalable, d'une part de la réaction $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++}$ avec l'échange du ρ seul, et d'autre part de la réaction $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}$ avec l'échange du A_2 seul.

Les résultats numériques de ces deux ajustements sont présentés dans les tableaux 3 et 4. Les erreurs sont calculées par le sous-programme MIGRAD. Elles sont en étroite corrélation. De plus elles sont généralement très sous-estimées, mais elles donnent une indication sur la précision relative des paramètres. L'apport de nouveaux résultats expérimentaux modifie souvent les paramètres de quantités supérieures à ces erreurs.

TABLEAU 3

échange	amplitude	paramètre	valeur numérique	erreur
ρ	B	a	2,03	0,03
		b	- 0,40	0,04
	D	a	- 1,90	0,13
		b	7,61	1,7
A_2	B	a	1,10	0,06
		b	- 0,38	0,13
	D	a	- 0,46	0,45
		b	3,36	4,6

TABLEAU 4

réaction	données		contribution au χ^2
	type	nombre	
$\pi^+ p \rightarrow \pi^o \Delta^{++}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	88	149,8
	ρ_{ij}	103	154,2
$\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	36	21,3
	ρ_{ij}	21	17,5

L'amplitude D n'intervient pratiquement qu'à l'avant. Cette amplitude est très peu contrainte dans la seconde réaction pour laquelle on n'a que peu de points à petit transfert ; elle y est parfaitement compatible avec zéro.

On constate qu'apparemment la dégénérescence forte est nettement brisée. A transfert nul, on obtient comme rapport des amplitudes B :

$$\frac{B(\rho)}{B(A_2)} = 1,85 \pm 0,2. \qquad (29)$$

Ce rapport est à comparer à celui fourni par la dégénérescence forte qui vaut 1,342 (relation 9). Par suite l'absorption doit être beaucoup plus forte pour la signature positive que pour la signature négative si on veut conserver la dégénérescence forte des pôles.

Ces résultats préliminaires vont servir de guide pour les ajustements ultérieurs.

2 - Ajustement des réactions sans échange d'étrangeté.

Comme les amplitudes B et D des pôles interviennent dans l'ajustement, on doit considérer les amplitudes B et D de chacune des deux coupures. Cependant l'amplitude D n'intervient qu'à très petit transfert et se trouve de ce fait peu contrainte. Aussi a-t-on fait deux ajustements, l'un où les coupures interviennent seulement dans l'amplitude B, l'autre où les coupures interviennent dans B et D.

Pour tenir compte de la réaction $\pi^+ p \longrightarrow X^o \Delta^{++}$, on ajuste le rapport des couplages $\frac{g(A_2, \pi X^o)}{g(A_2, \pi \eta)}$. Ce rapport est indépendant de l'amplitude et du transfert.

Le X^o et le η sont des mélanges de η_1 et de η_8 appartenant aux représentations singulet et octet de SU(3):

$$X^o = \eta_1 \cos\theta + \eta_8 \sin\theta,$$
$$= -\eta_1 \sin\theta + \eta_8 \cos\theta.$$

On désigne par θ, l'angle de mélange de ces deux représentations. Cet angle peut être déterminé par une formule de masse ; on trouve -11° [61]. On peut ensuite calculer le rapport r des couplages :

$$r = \frac{g(A_2, \pi \eta_1)}{g(A_2, \pi \eta_8)} ,$$

à partir de la relation

$$\frac{g(A_2, \pi X^o)}{g(A_2, \pi \eta)} = \frac{r + tg\,\theta}{-r\,tg\theta + 1} = 0,41 \pm 0,03.$$

On en déduit

$$r = 0,66 \pm 0,05.$$

Ce résultat est compatible avec la valeur r = 0,71 calculée à partir des sections efficaces des réactions $K^- p \rightarrow \Lambda \eta$ et $K^- p \rightarrow \Lambda X^o$ [61].

TABLEAU 5

échange	amplitude	paramètre	solution 1 valeur	solution 1 erreur	solution 2 valeur	solution 2 erreur
ρ , A_2	B	a	2,43	0,05	2,36	0,05
		b	- 0,21	0,04	- 0,25	0,04
	D	a	- 1,44	0,15	- 3,44	0,16
		b	12,65	2,72	8,84	2,32
coupure 1^-	B	a	- 0,96	0,08	- 0,83	0,02
		b	3,09	0,37	3,85	0,77
		c	1,33	0,23	1,18	0,01
	D	a			- 0,13	0,01
		b			9,61	0,60
		c			0,75	0,16
coupure 2^+	B	a	- 0,03	0,03	- 0,02	0,01
		b	1,86	0,13	1,75	0,04
		c	1,19	0,07	- 1,32	0,07
	D	a			- 0,03	0,01
		b			15,39	0,19
		c			0,40	0,01
rapport (X^o/η)			0,41	0,03	0,41	0,03
trajectoire des pôles			$\alpha(t) = 0,485 + 0,880\ t$			
trajectoire des coupures			$\alpha_c(t) = 0,485 + 0,293\ t$			

TABLEAU 6

réaction	données		contribution au χ^2	
	type	nombre	solution 1	solution 2
$\pi^+ p \rightarrow \pi^o \Delta^{++}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	88	156,1	143,8
	ρ_{ij}	103	139,1	131,6
$\pi^- p \rightarrow \pi^- \Delta^+$	$\frac{d\sigma}{dt}$	28	50,5	48,7
$\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	36	26,2	25,1
	ρ_{ij}	21	17,8	18,0
$\pi^+ p \rightarrow X^o \Delta^{++}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	6	2,8	3,0
	ρ_{ij}	6	7,0	12,2
$K^- n \rightarrow \bar{K}^o \Delta^-$	$\frac{d\sigma}{dt}$	22	65,8	68,0
	ρ_{ij}	18	52,1	47,7
$K^+ p \rightarrow K^o \Delta^{++}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	146	324,6	311,7
	ρ_{ij}	102	150,6	144,3
total		576	992,6	954,1

En comparant ces deux ajustements on constate que la différence du χ^2 est négligeable. On remarque cependant que la présence de la coupure dans l'amplitude D a pour effet d'augmenter le résidu des pôles pour cette même amplitude, ce qui est bien conforme à la conception de l'absorption.

Dans l'amplitude B, la part relative des pôles fortement dégénérés et de chacune des coupures est assez bien séparée. A une énergie et à un transfert donnés, on a quatre sections efficaces à ajuster avec trois contributions. La dépendance en transfert et la polarisation paire permettent de séparer les amplitudes B et D.

L'amplitude D décroît très vite lorsque le transfert augmente. Ceci est dû à la valeur du paramètre b dans le terme e^{bt} du résidu ; on a b voisin de 10 GeV^{-2}. L'ajustement effectué confirme donc la validité du modèle de Stodolsky et Sakurai tant que le transfert n'est pas très petit.

3 - Ajustement des réactions avec échange d'étrangeté.

On ne dispose que de deux réactions dont les valeurs expérimentales sont peu précises. On ne peut donc pas déterminer la contribution des pôles et de chacune des coupures de façon unique.

On suppose que la brisure de la symétrie SU(3) dans la contribution des pôles est bien prise en compte par le déplacement de la trajectoire. Cette hypothèse implique que la forme choisie pour les résidus en fonction de $\alpha(t)$ soit correcte. Par ailleurs, on a pris comme variable d'énergie

$$\nu = \frac{s-u}{\nu_o} \qquad \text{avec} \qquad \nu_o = 2\ GeV^2.$$

En fait ν_o n'est pas connu, et changer la valeur de ν_o revient à modifier les paramètres a et b des amplitudes. Cette modification n'est pas la même pour les pôles étranges et les pôles non étranges.

On a donc commencé par imposer pour les paramètres des pôles les valeurs trouvées dans les réactions sans échange d'étrangeté. On a pu ainsi effectuer un premier ajustement des coupures.

Ensuite on a ajusté l'ensemble des paramètres des pôles et des coupures. La solution trouvée est très instable. Plusieurs décompositions de l'amplitude en pôles et coupures donnent un aussi bon ajustement. On a retenu celle qui est la plus proche de la solution 1 des réactions sans échange d'étrangeté.

TABLEAU 7

échange	amplitude	paramètre	valeur	erreur
K^*, K^{**}	B	a	2,59	0,25
		b	0,26	0,13
	D	a	- 0,64	0,17
		b	1,02	1,56
coupure 1^-	B	a	- 1,11	0,50
		b	0,49	1,08
		c	1,71	0,35
coupure 2^+	B	a	- 0,38	0,13
		b	3,71	0,46
		c	- 0,19	0,19
trajectoire des pôles		$\alpha(t) = 0,326 + 0,845\ t$		
trajectoire des coupures		$\alpha_c(t) = 0,326 + 0,282\ t$		

TABLEAU 8

réaction	données		contribution au χ^2
	type	nombre	
$\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^{*+}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	104	133,1
	ρ_{ij}	3	0,1
$K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	74	162,9
	ρ_{ij}	33	47,1
total		214	343,2

En comparant les tableaux 5 et 7, on constate que le terme en a e^{bt} de l'amplitude B des pôles K^* et K^{**} est à peu près le même que celui des pôles ρ et A_2. Par contre pour l'amplitude D, ce terme a un comportement différent. Il est deux fois plus petit, à faible transfert, pour les pôles K^* et K^{**}, mais il décroît moins vite lorsque le transfert augmente.

Le tableau 8 montre que la réaction $\pi^+ p \longrightarrow K^+ Y^{*+}$ est nettement mieux ajustée que la réaction conjuguée $K^- p \longrightarrow \pi^- Y^{*+}$. L'ajustement de cette seconde réaction est moins bon surtout à haute énergie : les valeurs expérimentales de sa section efficace sont plus grandes que celles trouvées par l'ajustement.

VI - RESULTATS

1 - Amplitudes.

La comparaison des tableaux 3 et 5 montre que l'introduction des coupures augmente le module des amplitudes des pôles. Cet effet est très important pour le A_2.

Les termes intervenant dans l'amplitude B sont dessinés sur les figures 38, 39 et 40 pour une impulsion de 4 GeV/c. On remarque que la coupure de signature négative ρ_c diminue la phase de l'amplitude, le module restant à peu près inchangé. On constate également que seule la partie imaginaire de l'amplitude de signature négative s'annule vers t = - 0,55 GeV. La coupure de signature positive est pratiquement en opposition de phase avec l'amplitude du A_2. Ceci simule donc une brisure de la dégénérescence forte. Par ailleurs on a vu que la trajectoire effective de la réaction $\pi^+ p \longrightarrow \eta \Delta^{++}$ est compatible avec celle du A_2. Ainsi, un modèle de dégénérescence faible, sans coupure associée au A_2 serait également compatible avec les résultats expérimentaux.

On constate également que l'ensemble des deux coupures dans la réaction à phase tournante, $\pi^+ p \longrightarrow K^+ Y^{*+}$, est presque réel.

On a tracé sur la figure 39, le parcours de l'amplitude B dans le plan complexe, pour chacune des deux réactions conjuguées

$$K^+ p \longrightarrow K^o \Delta^{++},$$

$$K^- n \longrightarrow \bar{K}^o \Delta^- .$$

La figure 40 représente l'amplitude B pour chacune des deux autres réactions conjuguées

$$K^- p \longrightarrow \pi^- Y^{*+} \quad \text{et} \quad \pi^+ p \longrightarrow K^+ Y^{*+}.$$

Pour un transfert t tel que $|t| > 0,2$ GeV^2, l'amplitude D est négligeable. Seule l'amplitude B intervient dans la transition, en bon accord avec la polarisation.

On constate, en comparant les figures 39 et 40, une grande similitude dans le comportement de l'amplitude B pour les réactions à phase tournante d'une part, et pour les réactions exotiques d'autre part. Ces dernières ont une phase pratiquement constante et voisine de zéro.

2 - Sections efficaces différentielles.

L'ajustement des sections efficaces différentielles est à peu près correct si on tient compte de certains résultats expérimentaux incompatibles entre eux. On remarque cependant sur les figures 41-46 quelques défauts systématiques. Pour de très petits transferts ($|t| < 0,1$ GeV^2), l'ajustement donne des sections efficaces inférieures aux valeurs expérimentales de la réaction $K^+ p \longrightarrow K^o \Delta^{++}$. Il en est de même pour la réaction $\pi^+ p \longrightarrow K^+ Y^{*+}$ à 10 GeV/c et à 14 GeV/c pour des transferts tels que $|t| < 0,4$ GeV^2.

3 - Polarisations.

L'amplitude D ne contribuant qu'à de très petits transferts, le modèle donne une polarisation qui passe très rapidement de la valeur correspondant au couplage L2 à celle du couplage M1. Le chemin pénètre peu dans le domaine de positivité. Ceci est compatible avec la moyenne des résultats expérimentaux. Ces limites sont indiquées sur le tableau 9.

TABLEAU 9

repère	paramètre	limite cinématique couplage L2	modèle de Stodolsky et Sakurai couplage M1
transversité de voie t	$r_2^{(2)}$	0,5	0
	$r_0^{(2)}$	$\frac{1}{2\sqrt{3}}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$
	$r_{-2}^{(2)}$	0	0
repère de Jackson	ρ_{33}	0	$\frac{3}{8}$
	$\mathrm{Re}\,\rho_{31}$	0	0
	$\mathrm{Re}\,\rho_{3,-1}$	0	$\frac{\sqrt{3}}{8}$

4 - Remarques.

La phase relative des amplitudes B et D est mal contrainte dans l'ajustement. Ceci est dû à la grande incertitude sur les paramètres de polarisation. Beaucoup de résultats expérimentaux sont en dehors du domaine de positivité. Ceci suggère que la polarisation est près du bord et par suite que la phase relative des amplitudes B et D est petite.

CONCLUSION

Ayant terminé une expérience, il est fréquent de souhaiter que celle-ci soit reprise avec davantage d'événements afin de mieux analyser certains détails. De tels voeux peuvent se renouveler tant que les erreurs systématiques restent faibles par rapport aux erreurs statistiques, ce qui est généralement le cas dans une expérience de chambre à bulles.

Ainsi dans cette expérience avec quelques milliers d'événements $\pi^- Y^{*+}$, on obtiendrait une bonne mesure de la polarisation impaire moyenne sur les deux intervalles de transfert considérés. Quelques dizaines de milliers d'événements permettraient de déterminer le parcours de la polarisation dans son domaine de positivité en fonction du transfert. On aurait par suite une bonne séparation entre les contributions des pôles et des coupures dans le modèle de Regge.

On pourrait également déterminer le repère avec lequel le parcours de la polarisation serait minimal, et donc d'origine purement dynamique. Le parcours, en choisissant d'autres repères, est dû à un effet cinématique plus ou moins important. Une telle étude est entreprise à 1,4 GeV/c de l'avant à l'arrière avec 15 000 événements $K^+ p \longrightarrow K^o \Delta^{++}$. Elle montre que la longueur du parcours de la polarisation paire en transversité de voie u est la moitié des longueurs obtenues en transversité des voies s et t.

Le physicien désire non seulement une plus grande précision sur les grandeurs déjà connues, mais également des mesures nouvelles à de plus grands transferts, à de plus grande énergies, concernant surtout les paramètres de polarisation.

Devant la masse considérable de résultats dont on dispose à présent, on peut se demander si l'effort principal du physicien ne devrait pas être celui de leur analyse et de leur synthèse. Disposant de tant de données, un programme élaboré de gestion et d'analyses sur ordinateur apparaît comme un outil précieux pour la recherche et la vérification de toute hypothèse phénoménologique. Ces mesures sont compatibles avec un grand nombre de modèles partiels et approchés. De nouvelles valeurs précises et bien choisies éliminent des modèles et montrent de nouvelles régularités. La détermination d'un ensemble complet d'observables permet de reconstruire les amplitudes de la réaction indépendamment de tout modèle si la précision est suffisante. Ceci suggère des symétries de la nature mais ne fournit pas encore de théorie. Le comportement asymptotique des amplitudes peut être recherché par des expériences à des énergies toujours plus élevées, à moins qu'il ne se trouve masqué par l'apparition de phénomènes nouveaux. La logique de la nature dépasse souvent l'imagination de l'homme.

REMERCIEMENTS

La préparation de cette thèse a été pour moi l'occasion de travailler avec un grand nombre de physiciens et de techniciens du Département de Physique des Particules Elémentaires. Je les remercie tous d'avoir ainsi contribué à l'élaboration de ce travail tout en m'initiant à leurs activités.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur A. Berthelot de m'avoir accepté dans son Département.

Je remercie Monsieur J. Meyer de m'avoir acceuilli si spontanément dans son service et Monsieur A. Levêque de m'avoir donné la possibilité de préparer cette thèse.

Mon travail débuta au sein de la dynamique équipe du H.P.D. Je remercie particulièrement Monsieur A. Larribe de son énergique contribution à la mise au point du programme FILTRE.

Je fus très bien guidé dans l'élaboration des résultats expérimentaux par Monsieur J.R. Hubbard grâce à sa grande compétence. Je remercie également Monsieur R. Rader qui m'a bien aidé en gérant la remesure, ainsi que Monsieur L. Moscoso pour de très nombreuses et utiles discussions.

Grâce à l'amabilité de Monsieur B. Jongejans et de ses collaborateurs, j'ai disposé d'un lot plus important d'événements pour l'étude de la résonance $Y^*(1385)$.

Je remercie mes collaborateurs de l'Ecole Polytechnique, Messieurs A. Rougé et H. Videau.

C'est grâce à Monsieur A. Derem, qu'après un détour par la physique des réacteurs nucléaires, j'ai pu m'initier à celle des particules élémentaires. Pendant plus de quatre années j'ai bénéficié de ses connaissances théoriques auxquelles j'ai constamment fait appel.

Au cours de la rédaction j'ai tenu compte de nombreuses discussions avec Monsieur J. Dronkers, bien utiles en cette phase délicate du travail.

Monsieur C. Lewin m'a bien aidé dans l'analyse phénoménologique du décuplet. J'ai également bénéficié de son expérience en maintes occasions.

Je remercie tout particulièrement Monsieur R. Barloutaud et Monsieur M. Froissart pour la lecture très attentive de ma thèse et leurs nombreuses remarques qui m'ont permis d'en améliorer l'exposé.

Monsieur R. El Bèze a dessiné les figures avec son soin habituel. Je remercie également Madame O. Lebey d'avoir assuré la frappe.

Parvenu à la fin de ma thèse, la rédaction de cette page me fait revoir d'un temps ses diverses étapes et me rappelle qu'une expérience de physique est un travail d'équipe et même, par moments, de plusieurs équipes, dont certes les membres changent au cours des années. Aussi, bien que n'ayant pas cité, et de beaucoup, tous ceux qui m'ont aidé dans ce travail, je pense à eux et je les remercie tous.

REFERENCES

[1] A.L. GRANT et J. LLOYD, Rapport CERN/D.Ph.II/BEAM 68-1 (1968).

[2] M. BENOT, Thèse, Grenoble (1963). Rapport CERN DD/DEV/62-9.

[3] C.E.R.N. T.C. Program Library.

[4] C. GUIGNARD, Thèse d'Etat, Paris (1969).

[5] J. MALLET, Thèse de 3° cycle, Paris (1969).

[6] L. MOSCOSO, Thèse d'Etat, Paris (1973).

[7] H. VIDEAU, Thèse d'Etat, Paris (1972).

[8] Particle Data Group. Particle properties. Rev. Mod. Phys., Avril 1971.

[9] S. LANCE, De reactie K^- + p → Λ + boson bij 4.2 GeV/c, 4.2 Rapport n° 40 Zeeman Laboratorium - Université d'Amsterdam (juillet 1970).

[10] Compilation of cross sections - K^- induced reactions. Rapport CERN/HERA 70-6 (1970).

R. BARLOUTAUD, Medium energy hadron dynamics : two-body and quasi-two-body reactions, conférence d'Amsterdam (1971).

[11]

$K^-p \to \pi^- Y^{*+}$	3,9 GeV/c	M. AGUILAR-BENITEZ, S.U. CHUNG, R.L. EISNER, N.P. SAMIOS, Phys. Rev. D6, 29 (1972).
	4,6 GeV/c	" " " " "
	5,5 GeV/c	J. MOTT et al., Phys.Rev. 177, 1966 (1969
	6 GeV/c	Collaboration Birmingham, Glasgow, Londres, Munich, Oxford, Rutherford, Nuovo Cimento 53A, 522 (1968).
	8 GeV/c	D. BIRNBAUM et al., Phys. Letters 31B, 484 (1970).
	10,1 GeV/c	Collaboration Aix-la-Chapelle, Berlin, CERN, Londres, Vienne. CERN/D.Ph.II/Phys. 71-27 (1972).
	16 GeV/c	D. BIRNBAUM et al., Phys. Letters 31B, 484 (1970).
$K^-n \to \pi^0 Y^{*-}$	3 GeV/c	Collaboration S.A.B.R.E., Nuclear Phys. B33, 61 (1971).
$K^-n \to \eta Y^{*-}$		" " " "

[12] H. BACRY, "Leçons sur la théorie des groupes et les symétries des particules élémentaires". (Gordon and Breach, 1967).

[13] U. FANO, Description of states in quantum mechanics by density matrix and operator techniques. Rev. Mod. Phys. 29, 74 (1957).

P. ROMAN ; "Advanced quantum theory" (North-Holland, Amsterdam 1965).

[14] M.G. DONCEL, L. MICHEL, P. MINNAERT. Matrices densité de polarisation - Ecole d'été de Gif-sur-Yvette (1970).

M.G. DONCEL, P. MERY, L. MICHEL, P. MINNAERT, K.C. WALI, Properties of polarization density matrix in Regge pole models. Institut des hautes études scientifiques - Bures-sur-Yvette (1972).

[15] P. MINNAERT, Phys. Rev. 151, 1306 (1966).

[16] P. EBERHARD et M.L. GOOD, Phys. Rev. 120, 1442 (1960).

[17] A. BOHR, Nuclear Phys. 10, 486 (1959).

[18] M. ADEMOLLO et R. GATTO, Phys. Rev. 133B, 531 (1964).

M. ADEMOLLO, R. GATTO et G. PREPARATA, Phys. Rev. 140B, 192 (1965)

[19] R.H. DALITZ, Nuclear Phys. 87, 89 (1966).

[20] N. BYERS et S. FENSTER, Phys. Rev. Letters, 11, 52 (1963).

[21] G.A. RINGLAND et R.L. THEWS, Phys. Rev. 170, 1569 (1968).

[22] D. WILLIAMS, Construction of invariant scalar amplitudes without kinematical singularities for arbitrary spin, non-zero mass two-body scattering processes. UCRL 11113 (1963).

[23] G.F. CHEW, M.L. GODDBERGER, F. LOW et Y. NAMBU, Phys. Rev. 106, 1337 (1957).

[24] H.P. STAPP, Phys. Rev. 103, 425 (1956).

[25] G.H. RENNINGER et K.V.L. SARMA, Phys. Rev. 178, 2201 (1969).

[26] T.W.B. KIBBLE, Phys. Rev. 117, 1159 (1960).

[27] M. HAMERMESH. "Group Theory and its application to physical problems" (Addison-Wesley, Londres 1962).

[28] L. MICHEL et A.S. WIGHTMAN, Phys. Rev. 98, 1190 (1955).

[29] A. DEREM - Note CEA-N-1456 (1971).

[30] V. SINGH, Phys. Rev. 129, 1889 (1963).

[31] W. RARITA et J. SCHWINGER, Phys. Rev. 60, 61 (1941).
H. UMEZAWA, "Quantum field theory". (North-Holland, Amsterdam 1956)
C. FRONSDAL, Nuovo Cimento, Suppl. 9, série 10, 416 (1958).

[32] V. FLORESCU et P. MINNAERT, Phys. Rev. 168, 1662 (1968).

[33] A. DEREM - Note CEA-N-1072 (1969).

[34] G. KÄLLEN, "Elementary Particle Physics" (Addison-Wesley Publishing Company, Massachussetts 1964).

[35] SUH URK CHUNG, CERN 71-8 (1971).

[36] W.R. FRAZER, J.R. FULCO, Phys. Rev. Letters, 2, 365 (1959).
W.R. FRAZER, J.R. FULCO, Phys. Rev. 117, 1609 (1960).

[37] J.J. SAKURAI, Ann. Phys. 11, 1 (1960).
J.J. SAKURAI, Proceedings of the international school of physics, Varenna, Italy (1960).

[38] M. GELL-MANN, F. ZACHARIASEN, Phys. Rev. 124, 953 (1961).

[39] L. STODOLSKY, Phys. Rev. 134, 1099 (1964).

[40] J.M. BLATT, V.F. WEISSKOPF, "Theoretical Nuclear Physics" (John Wiley and Sons, New York 1960).
W.S.C. WILLIAMS, "An introduction to elementary particles" (Academic Press, New York 1961).

[41] L. STODOLSKY, J.J. SAKURAI, Phys. Rev. Letters, 11, 90 (1963).

[42] C. ZEMACH, Phys. Rev. 140, 97 (1965).

[43] A. BIALAS, K. ZALEWSKI, Nuclear Phys. B6, 449, 463 (1968).

[44] R.D. MATHEWS-UCRL-18611 (1968).

[45] M. KRAMMER, U. MAOR, Nuclear Phys. B13, 651 (1969).

[46] G.H. RENNINGER, K.V.L. SARMA, Phys. Rev. D2, 1281 (1970).

[47] R. BARLOUTAUD, A. DEREM, J. GRISELIN, D.W. MERRILL, J.C. SCHEUER, J. GOLDBERG, A. ROUGE, S. FOCARDI, Nuclear Phys. B10, 638 (1969).

[48] Compilation of cross sections - π^+ induced reactions Rapport CERN/HERA 70-5 (1970).

[49]	$\pi^+ p \to \pi^0 \Delta^{++}$	2,67 GeV/c	G. GIDAL, G. BORREANI, D. GRETHER, F. LOTT, R.W. BIRGE, S.Y. FUNG, W. JACKSON, R. POE, Phys. Rev. Letters, 23, 994 (1969).
		3,4 GeV/c	" " " " " "
		4 GeV/c	Collaboration Aix-la-Chapelle, Berlin, Birmingham, Bonn, Hambourg, Londres, Munich, Phys. Rev. 138B, 897 (1965).
		5 GeV/c	Collaboration Nimègue, Durham, Ecole Polytechnique, Turin, Nuclear Phys. B22, 45 (1970).
		8 GeV/c	Collaboration Aix-la-Chapelle, Berlin, CERN, Nuclear Phys. B8, 45 (1968).
		11,7 GeV/c	Collaboration Durham, Gênes, Milan, Saclay; Conférence de Batavia (1972).
		13,1 GeV/c	J.H. SCHARENGUIVEL, L.J. GUTAY, J.A. GAIDOS, S.L. KRAMER, S. LICHTMAN, D.H. MILLER, Nuclear Phys. B36, 363 (1972).
	$\pi^- p \to \pi^- \Delta^+$	8 GeV/c	Collaboration Brookhaven, Carnegie - Mellon University, Phys. Rev. Letters, 25, 699 (1970).
		16 GeV/c	" " " " " "
[50]	$\pi^+ p \to \eta \Delta^{++}$	3,4 GeV/c	D. BROWN, G. GIDAL, R.W. BIRGE, R. BACASTOW, S.Y. FUNG, W. JACKSON, R. PU, Phys. Rev. Letters 19, 664 (1967).
		3,7 GeV/c	G.S. ABRAMS et al., U.C.R.L. 20067 (1970).
		5 GeV/c	Collaboration Nimègue, Durham, Ecole Polytechnique, Turin, Nuclear Phys. B22, 45 (1970).
		8 GeV/c	Collaboration Aix-la-Chapelle, Berlin, CERN, Nuclear Phys. B8, 45 (1968).
		11,7 GeV/c	Collaboration Durham, Gênes, Milan, Saclay, Communication privée.
	$\pi^+ p \to X^0 \Delta^{++}$	3,7 GeV/c	G.S. ABRAMS et al., U.C.R.L. 20067 (1970).

[51]	$K^- p \to K^- \Delta^+$	10 GeV/c	Collaboration Aix-la-Chapelle, Berlin, CERN, Londres, Vienne, Nuclear Phys. B7, 111 (1968).
	$K^- n \to \overline{K}^o \Delta^-$	3 GeV/c	Collaboration S.A.B.R.E., Nuclear Phys. B33, 61 (1971).
		4,5 GeV/c	D.D. CARMONY et al., Phys.Rev. D2, 30(1970).
		4,9 GeV/c	Case Western Reserve University, Cleveland Ohio, Note n° 44106.
	$K^+ p \to K^o \Delta^{++}$	3 GeV/c	W. de BAERE et al., CERN D.Ph. II/70-41/.
		3,5 GeV/c	" " " " " "
		4,6 GeV/c	C. FU, J. MAC NAUGHTON, G.H. TRILLING, Nuclear Phys. B28, 528 (1971).
		5 GeV/c	W. de BAERE et al., CERN D.Ph. II/70-41/.
		7,3 GeV/c	D.J. MELLEMA, thèse, rapport U.C.L.A. 1047 (1970).
		8,25GeV/c	W. de BAERE et al., CERN D.Ph. II/70-41/.
		9 GeV/c	V. GORDON LIND, G. ALEXANDER, A. FIRESTONE, C. FU et G. GOLDHABER, Nuclear Phys. B14, 1 (1969).
		10 GeV/c	K.W.J. BARNHAM et al., Nuclear Phys. B28, 171 (1971).
		12,7 GeV/c	J.C. BERLINGHIERI et al., Nuclear Phys. B8, 333 (1968).
		15,7 GeV/c	Fourth International Conference of High Energy Collision, Oxford (1972).
[52]	$\pi^+ p \to K^+ Y^{*+}$	3,5 GeV/c	A. BASHIAN et al., Phys. Rev. D4, 2667 (1971).
		3,7 GeV/c	W.R. BUTLER, Thèse, U.C.R.L.19845 (1970).
		3,75GeV/c	A.BASHIAN et al., Phys.Rev.D4, 2667 (1971).
		4 GeV/c	S.P. YING et al., Phys. Letters, 30B, 289 (1969).
		4,25GeV/c	A.BASHIAN et al., Phys.Rev.D4, 2667 (1971)
		4,5 GeV/c	" " " " " " " "
		4,75GeV/c	" " " " " " " "
		5 GeV/c	" " " " " " " "
		5 GeV/c	P. KALBACI et al., Phys. Rev. Letters 27, 74 (1971).
		5,05GeV/c	S.P. YING et al., Phys. Letters 30B, 289 (1969).
		5,5 GeV/c	W.A. COOPER et al., Nuclear Phys. B23, 605 (1970).
		6 GeV/c	A.BASHIAN et al., Phys.Rev. D4, 2667 (1971)
		8 GeV/c	Collaboration Aix-la-Chapelle, Berlin, Genève, Cracovie, Varsovie, Nuclear Phys. B11, 259 (1969).

[52]	$\pi^+ p \to K^+ Y^{*+}$	10 GeV/c 14 GeV/c	A.BASHIAN et al., Phys.Rev.D4, 2667 (1971) " " " " " " " "

[53] A.A. LOGUNOV, NGUYEN VAN HIEU, I.T. TODOROV, Ann. Physics (N.Y.) 31, 203 (1965).

[54] H. HARARI, Phys. Rev. Letters 22, 562 (1969).
J.L. ROSNER, Phys. Rev. Letters 22, 689 (1969).

[55] JONG-PING HSU, S. OKUBO, Phys. Letters, 24B, 179 (1967).
V. BARGER, D. CLINE, Phys. Rev., 156, 1522 (1967).

[56] S. MANDELSTAM, Nuovo Cimento, 30, 1127 (1963).

[57] J. DRONKERS, Thèse de 3° cycle, Strasbourg (1970).

[58] J.P. de BRION, C. LEWIN, Nuovo Cimento, 11, 139 (1972).

[59] V. BARGER, R.J.N. PHILLIPS, Nuclear Phys. B33, 22 (1971).

[60] A. DEREM, Thèse d'état, Paris (1972).

[61] A.D. MARTIN, C. MICHAEL, Phys. Letters 37B, 513 (1971).

Manuscrit reçu le 12 juin 1973

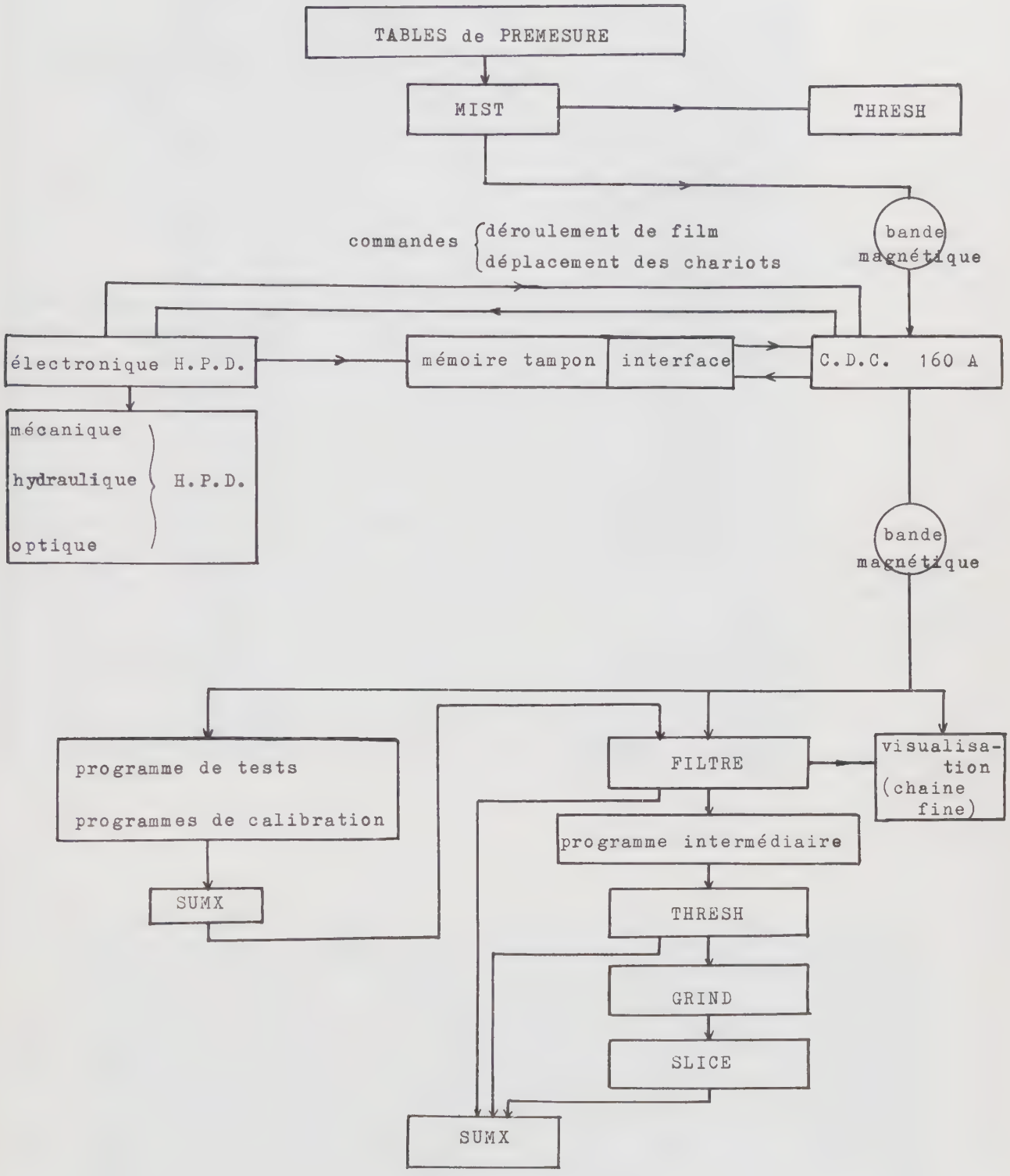
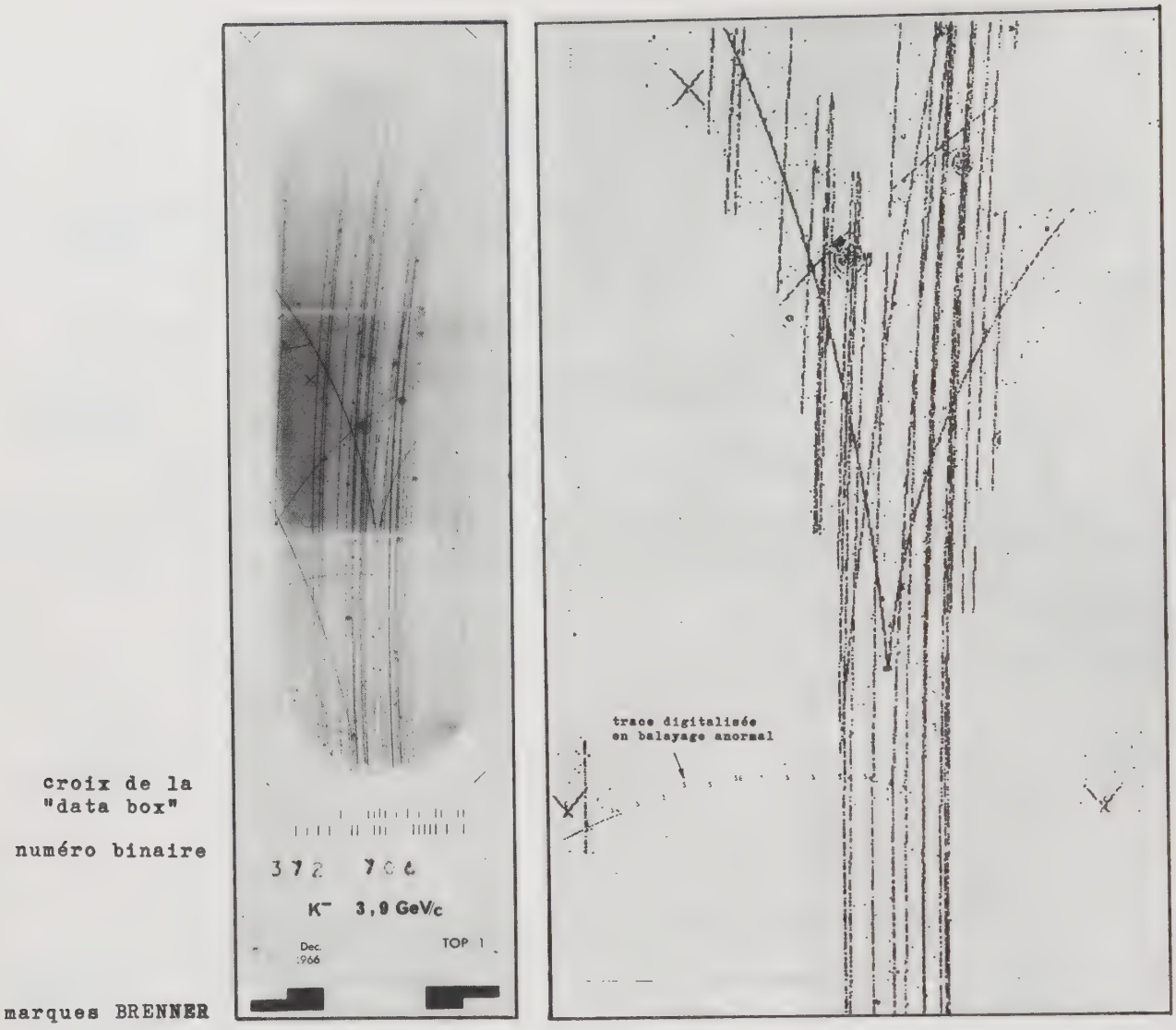


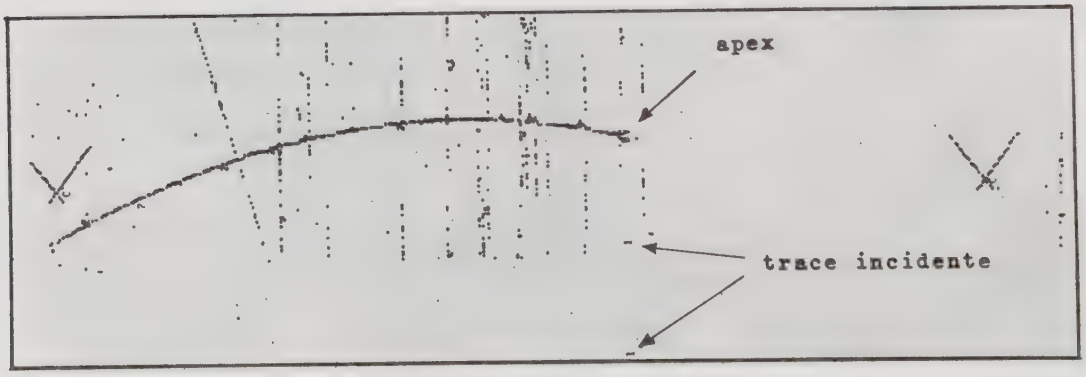
FIGURE 1

Schéma d'exploitation du système de mesure.



Photographie
d'un événement
(type 201)

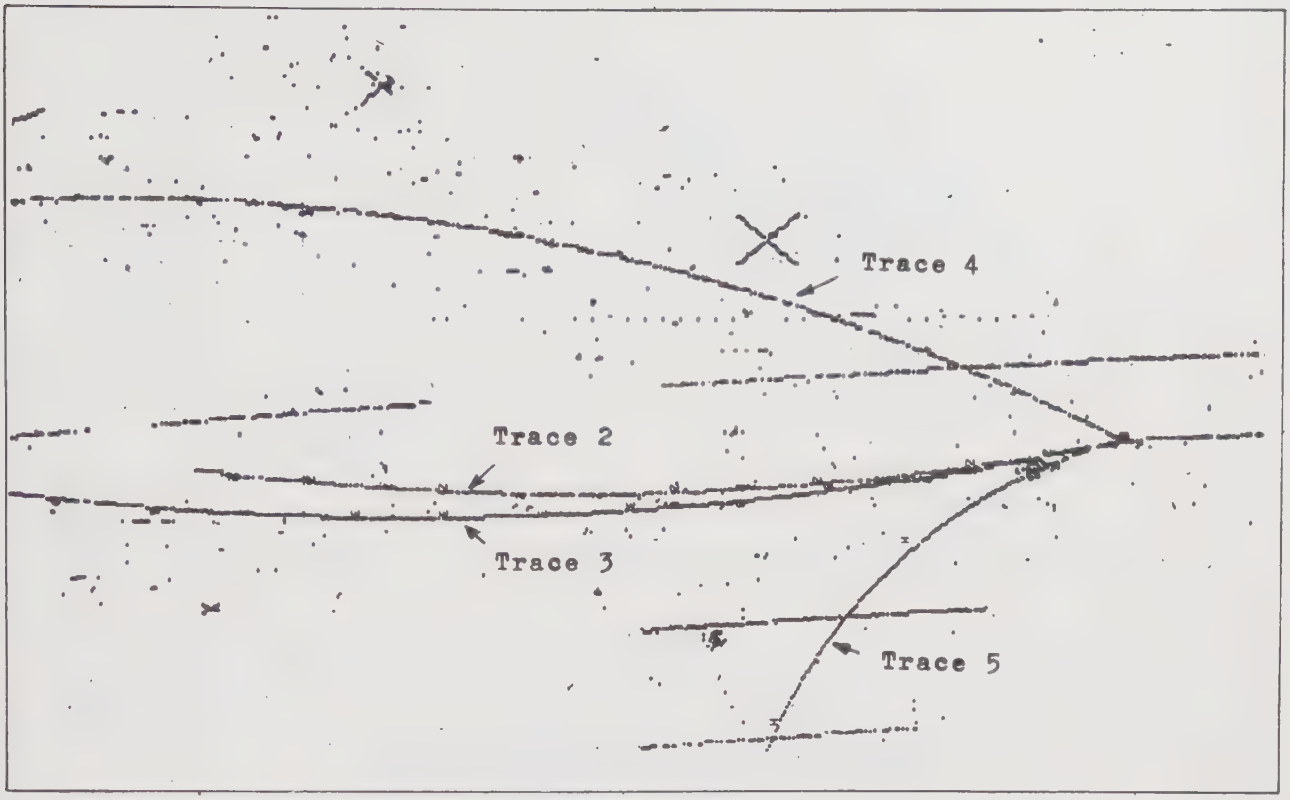
Digitalisation
(balayage normal)



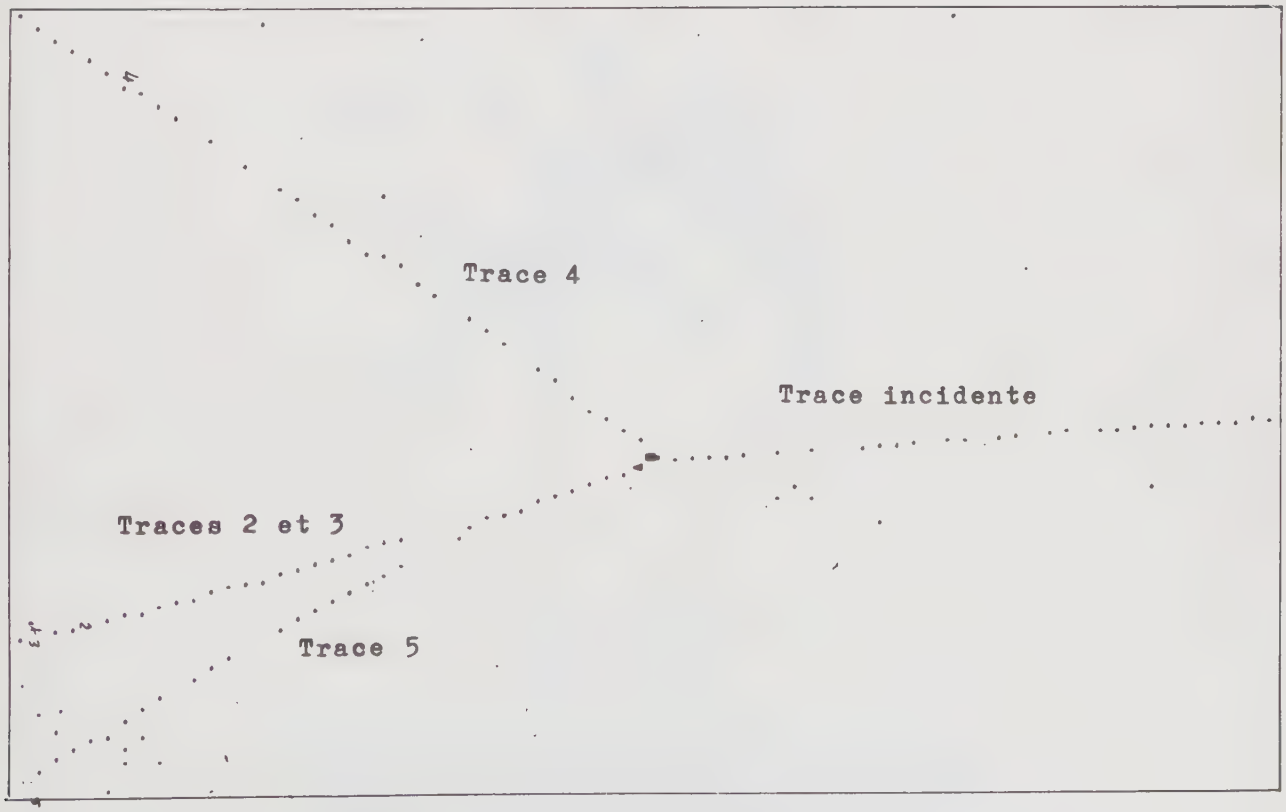
Digitalisation
(balayage anormal)

FIGURE 2

Photographie d'un événement du type 201 et sa digitalisation en balayages normal et anormal.

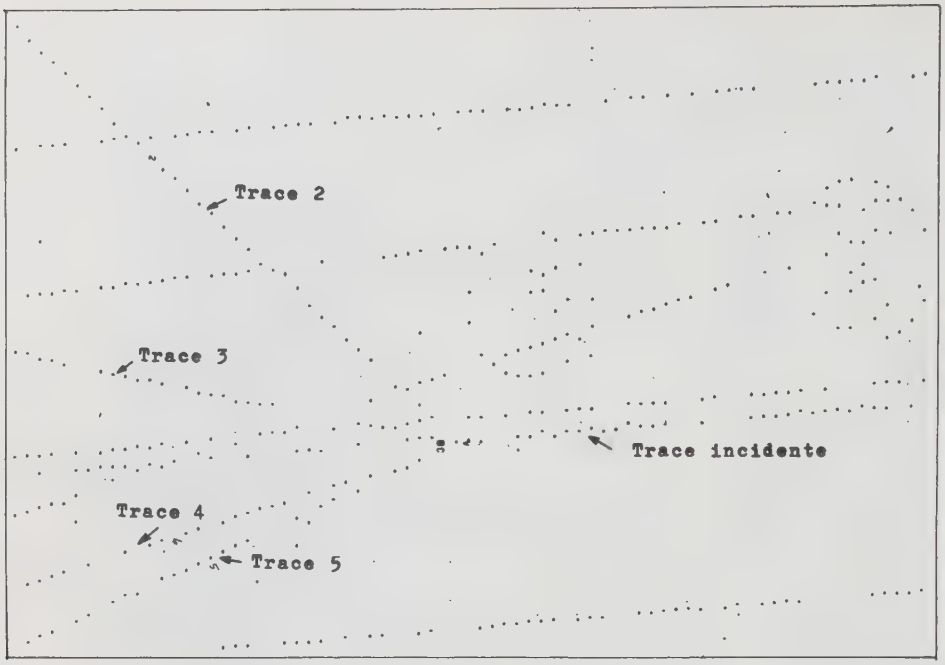


Digitalisation d'un événement (type 400).



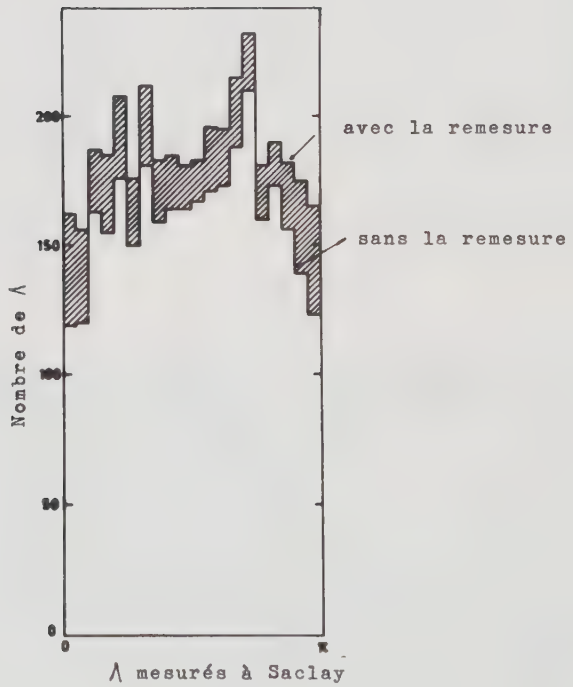
Agrandissement de la zone de l'apex.

FIGURE 3



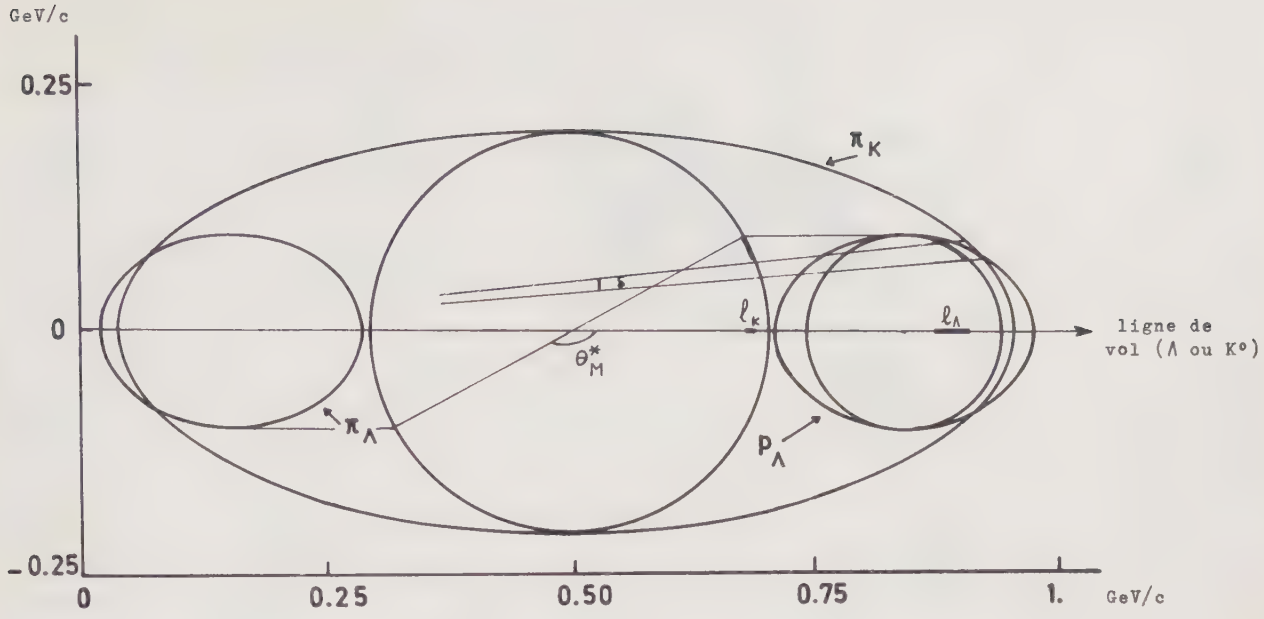
Agrandissement d'une zone confuse de l'apex
d'un événement à 4 branches.

FIGURE 4



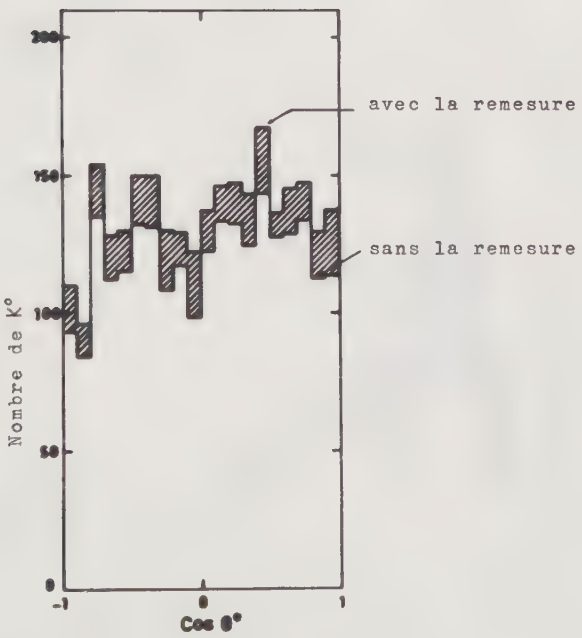
Angle entre la normale au plan de désintégration du Λ
et la perpendiculaire commune à sa ligne de vol et à
l'axe optique des caméras.

FIGURE 5



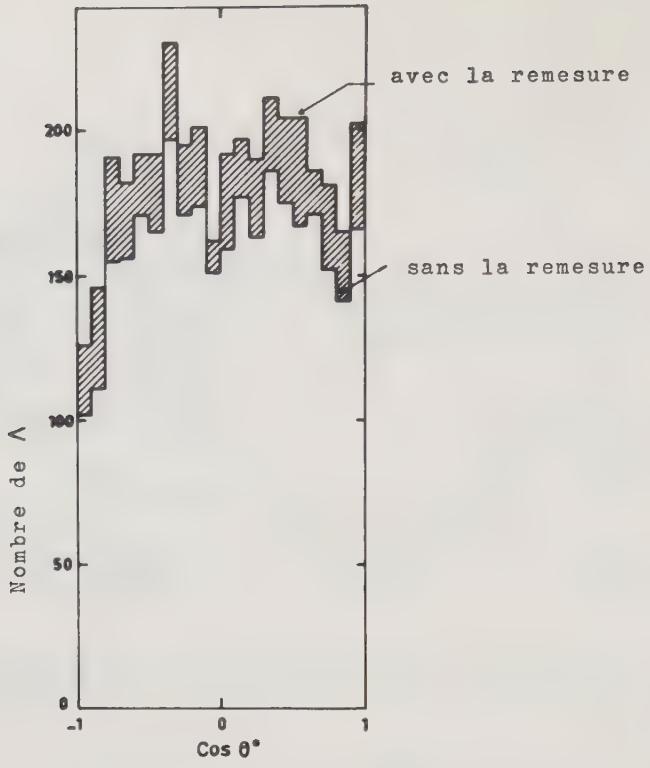
Lieux géométriques des particules de désintégration d'un Λ et d'un K° ayant une impulsion de 0,8 GeV/c. Les traits épais indiquent les régions ambiguës par suite d'une incertitude δ sur la mesure.

FIGURE 6



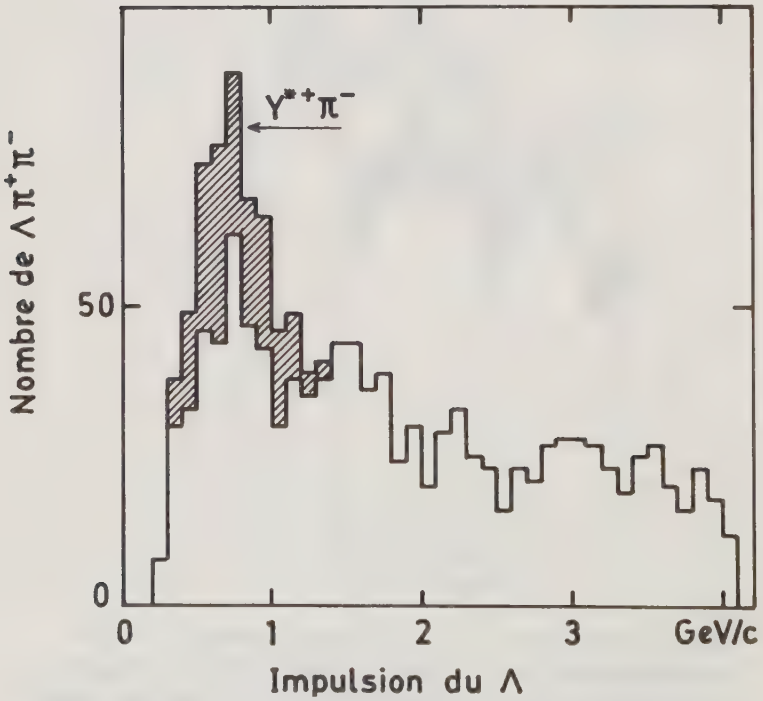
Distribution du cosinus de l'angle entre le π^- de désintégration et la ligne de vol du K°. Cet angle est calculé dans le système du K° au repos. L'histogramme ne contient que les événements mesurés à Saclay.

FIGURE 7



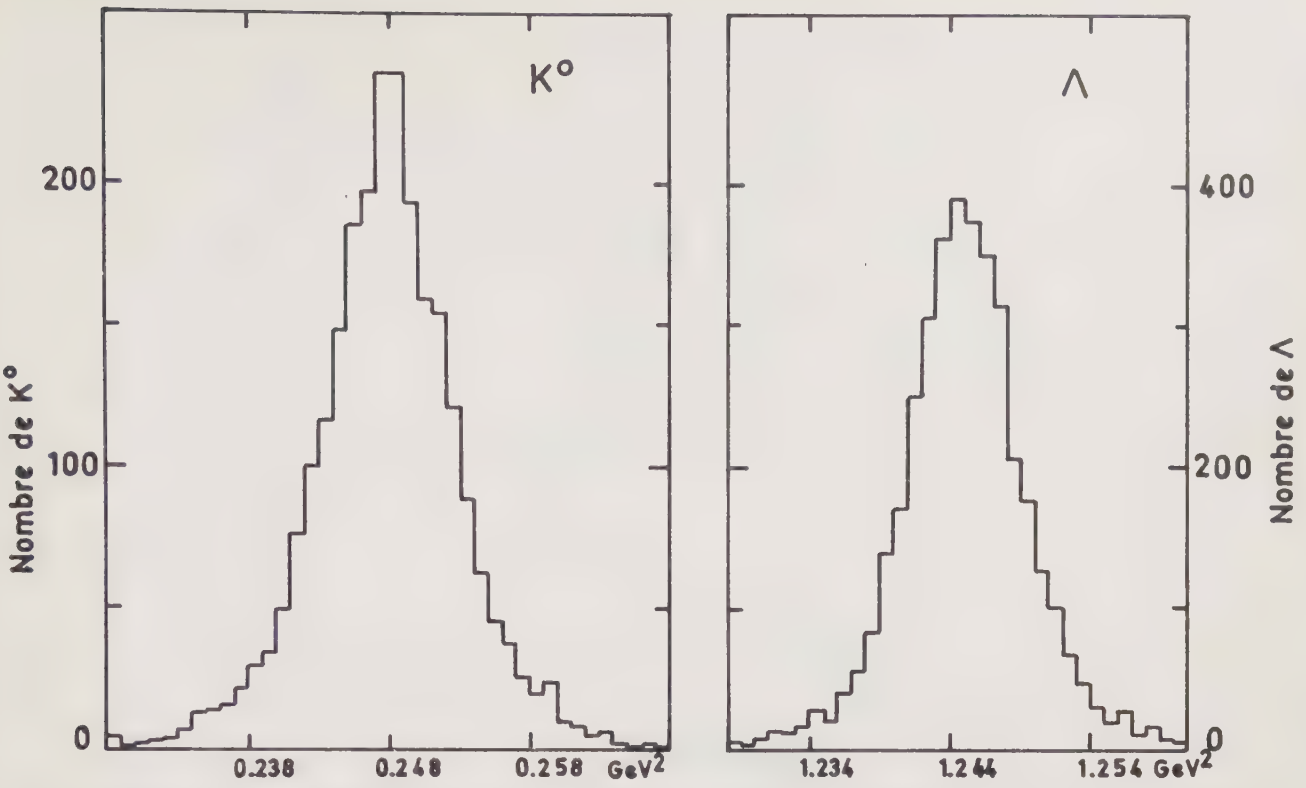
Distribution du cosinus de l'angle entre le π^- de désintégration et la ligne de vol du Λ. Cet angle est calculé dans le système du Λ au repos. L'histogramme ne contient que les événements mesurés à Saclay.

FIGURE 8



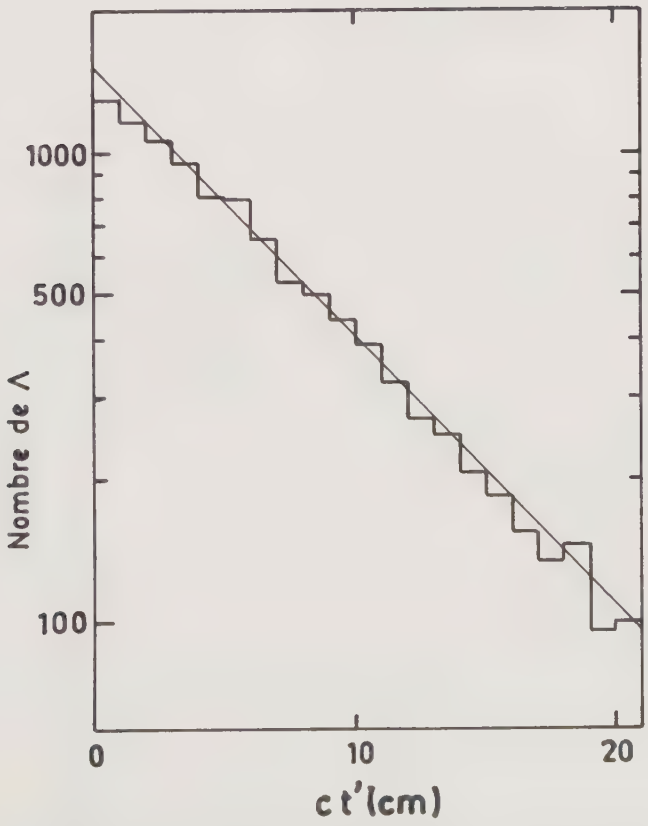
Distribution de l'impulsion, dans le laboratoire, du Λ produit dans la réaction $K^-p \longrightarrow \Lambda\pi^+\pi^-$. La zône hachurée correspond aux événements de la réaction $K^-p \longrightarrow Y^{*+}\pi^-$.

FIGURE 9



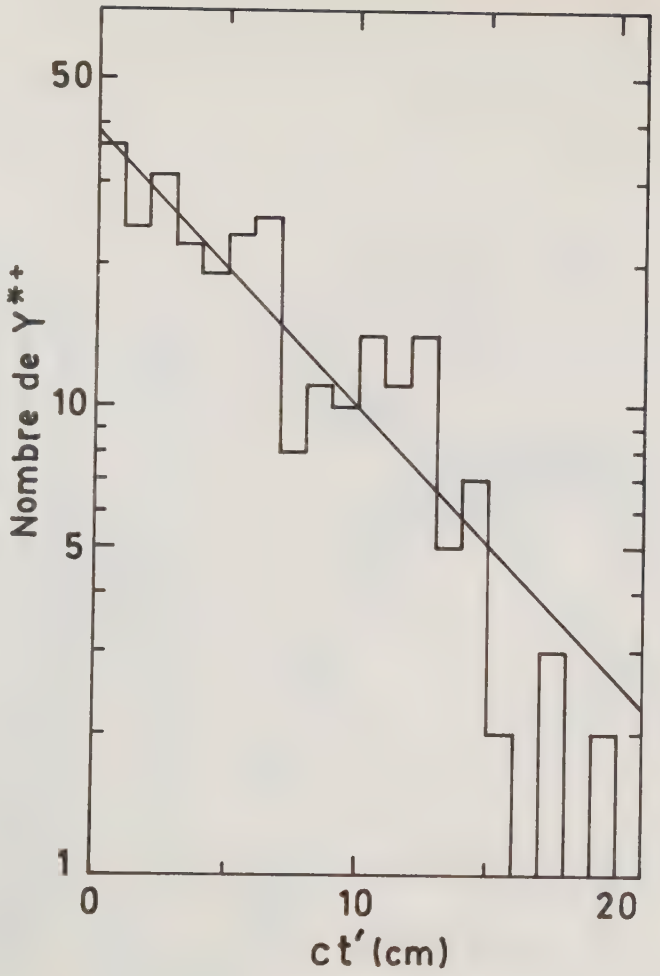
Distribution du carré des masses des K° et des Λ . Ces quantités sont calculées à partir des mesures des particules de désintégration.

FIGURE 10



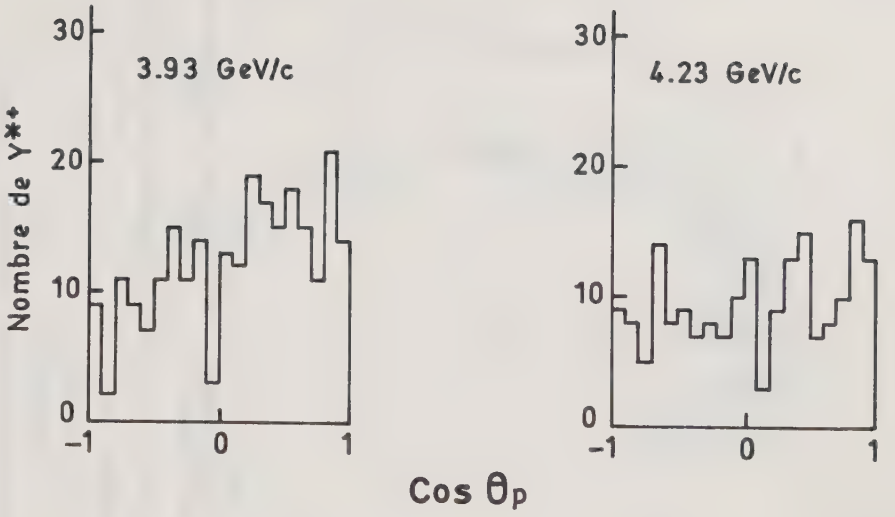
Distribution du temps de vie réduit des Λ produits dans la réaction $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$ (avec ou sans π^0). La droite correspond à la vie moyenne du Λ.

FIGURE 11



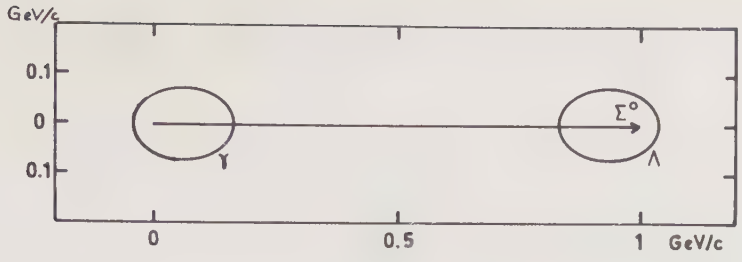
Distribution du temps de vie réduit des Λ provenant de la désintégration du $Y^{*+}(1385)$. La droite correspond à la vie moyenne du Λ.

FIGURE 12



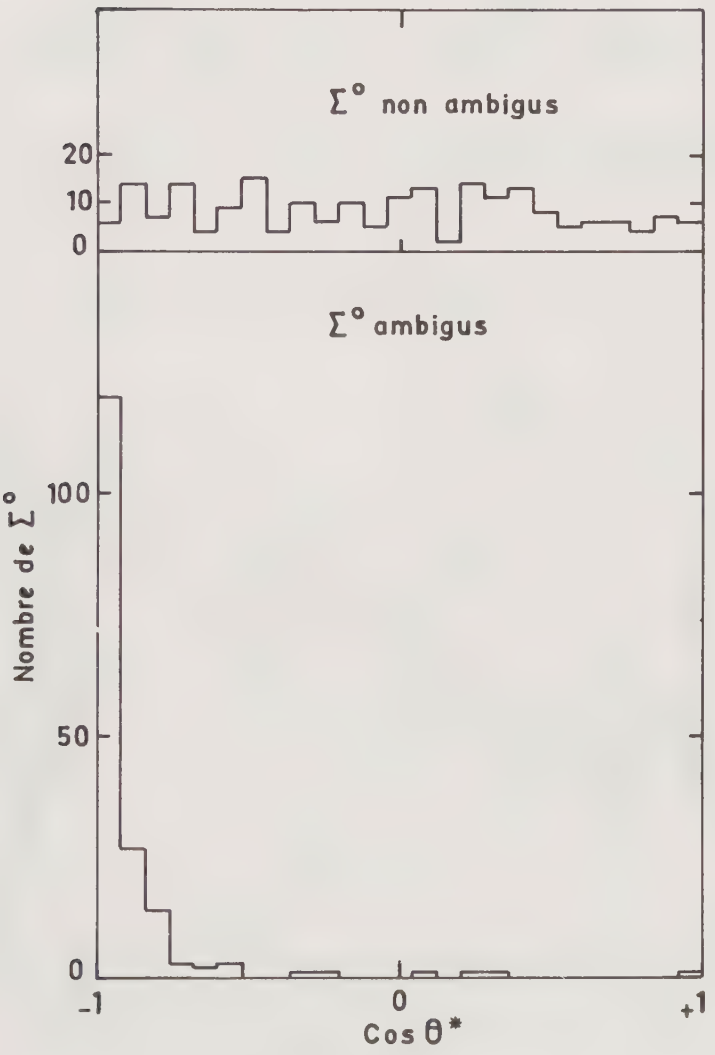
Distributions du cosinus de l'angle de désintégration des Λ provenant du $Y^{*+}(1385)$ produit dans la réaction $K^-p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$ à 3,93 GeV/c et à 4,23 GeV/c.

FIGURE 13



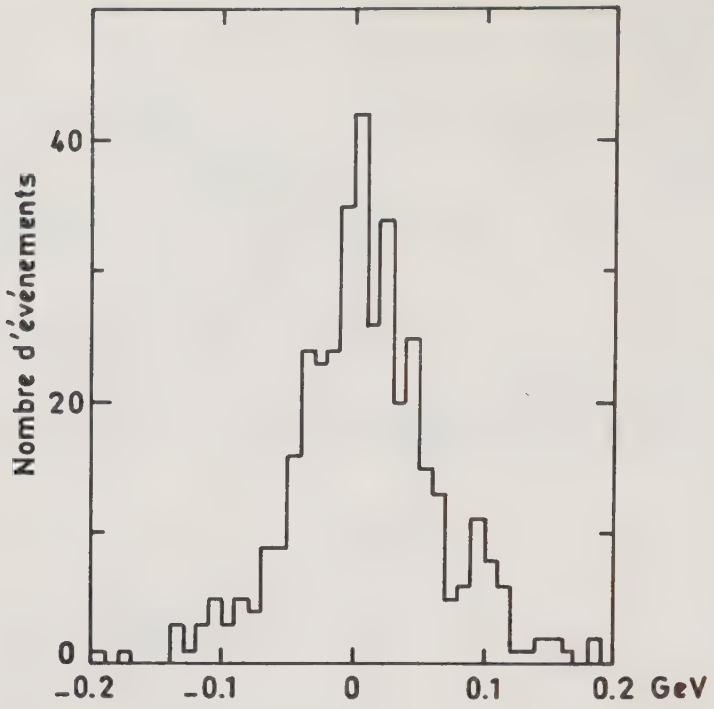
Lieux géométriques des impulsions dans le laboratoire, du Λ et du σ de désintégration d'un Σ° de 1 GeV/c.

FIGURE 14



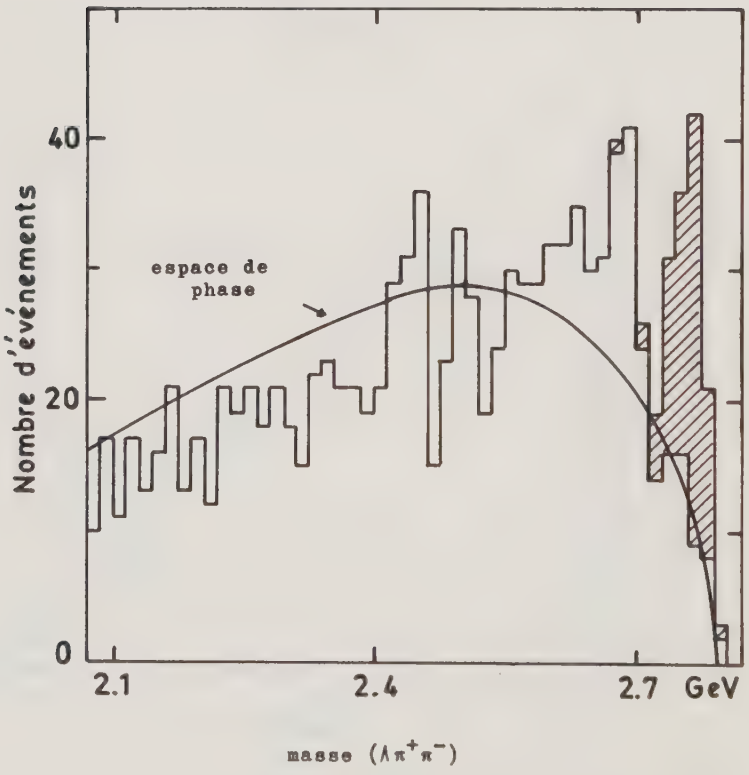
Distribution du cosinus de l'angle (σ, Σ°) dans le centre de masse du Σ° pour les événements $\Sigma^\circ \pi^+ \pi^-$, mesurés à Saclay, ambigus et non ambigus avec $\Lambda \pi^+ \pi^-$.

FIGURE 15



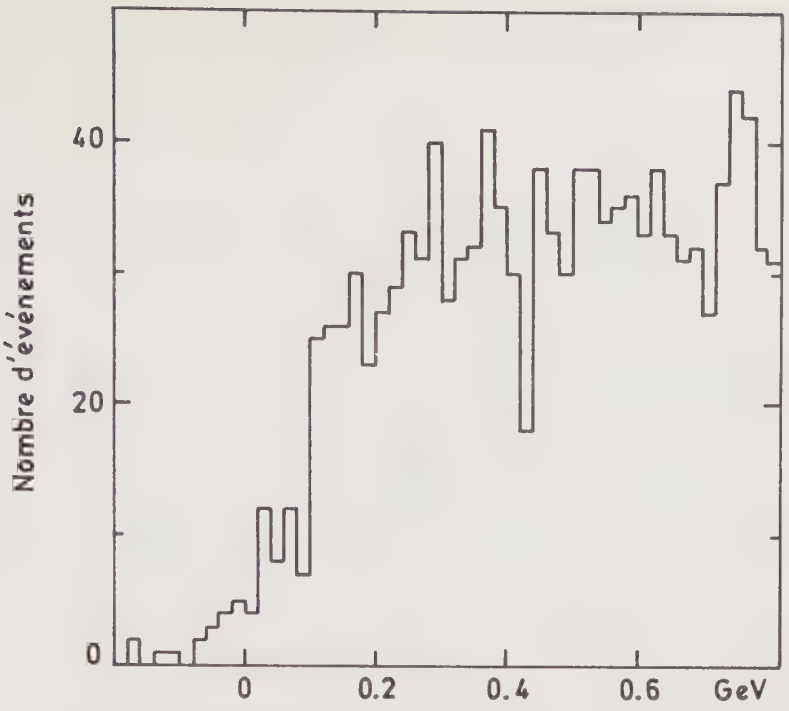
Distribution de l'énergie manquante des événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ mesurés à Saclay.

FIGURE 16



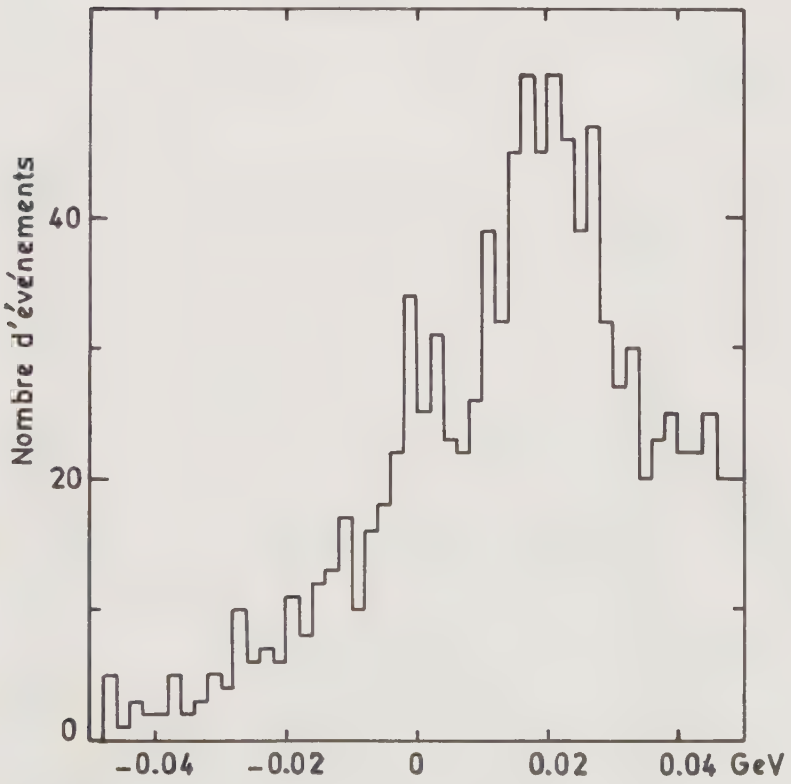
Distribution de la masse $(\Lambda\pi^+\pi^-)$ des événements $(\Lambda\pi^+\pi^-\pi^o)$ mesurés à Saclay. La zône hachurée correspond aux événements satisfaisant également à l'hypothèse $(\Sigma^o\pi^+\pi^-)$.

FIGURE 17



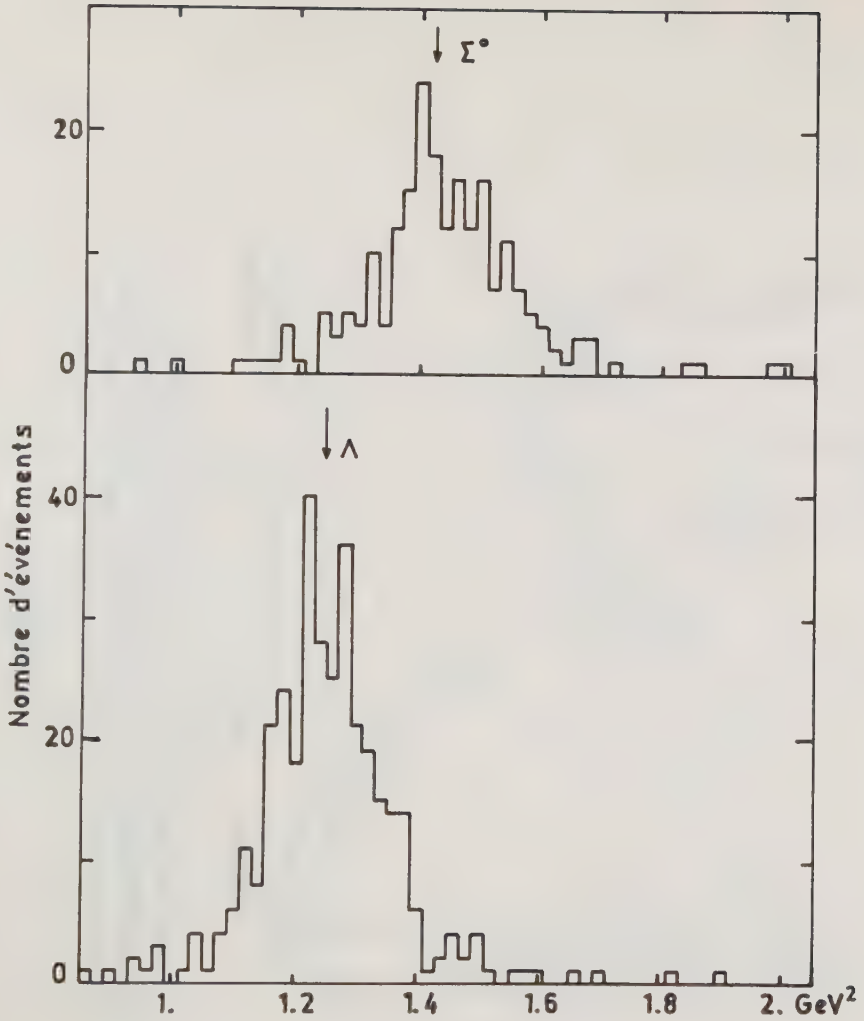
Distribution de l'énergie manquante des événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ avec un ou plusieurs π^o (événements mesurés à Saclay).

FIGURE 18



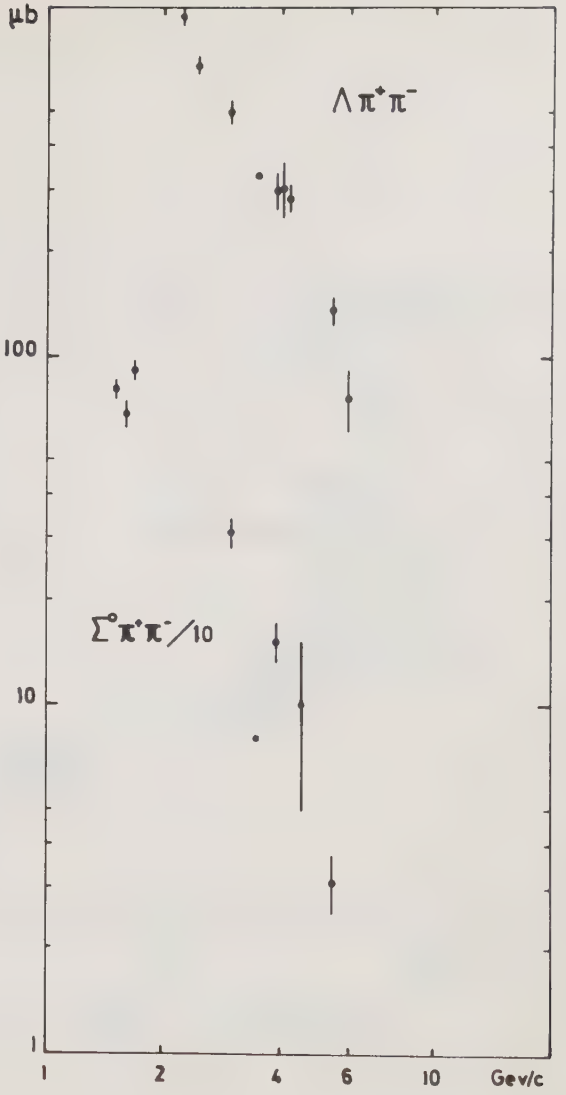
Distribution du carré de la masse manquante pour les événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ ($n\pi^o$) mesurés à Saclay. Les événements ambigus avec $\Sigma^o\pi^+\pi^-$ ne sont pas inclus.

FIGURE 19



Distributions du carré de la masse manquante aux particules $\pi^+\pi^-$ pour les événements mesurés à Saclay et considérés comme $\Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ (histogramme supérieur) ou $\Lambda\pi^+\pi^-$ (histogramme inférieur).

FIGURE 20



Dépendance en énergie des sections efficaces totales des réactions $K^-p \to \Lambda\pi^+\pi^-$ et $K^-p \to \Sigma^\circ\pi^+\pi^-$.

FIGURE 21

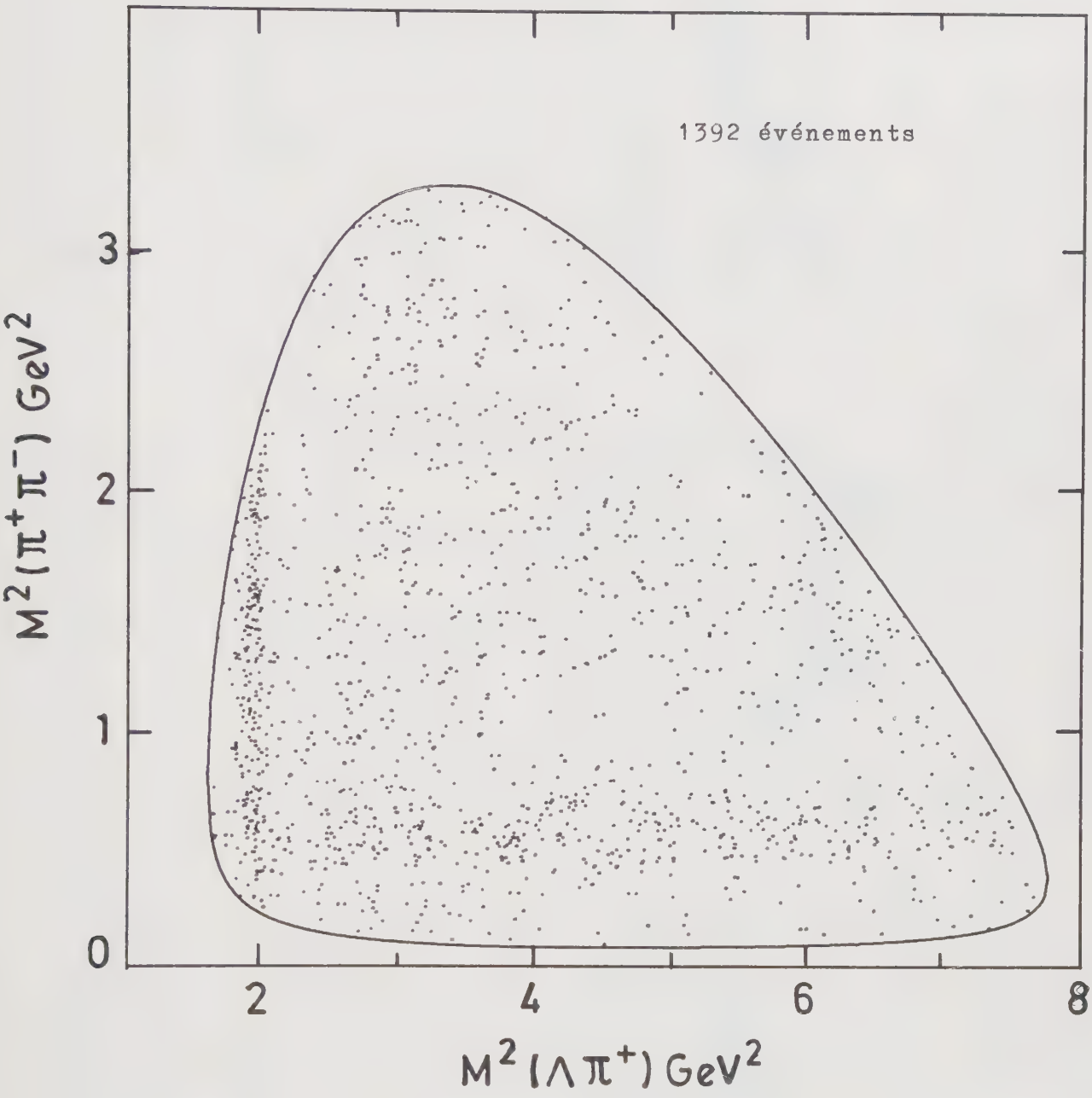
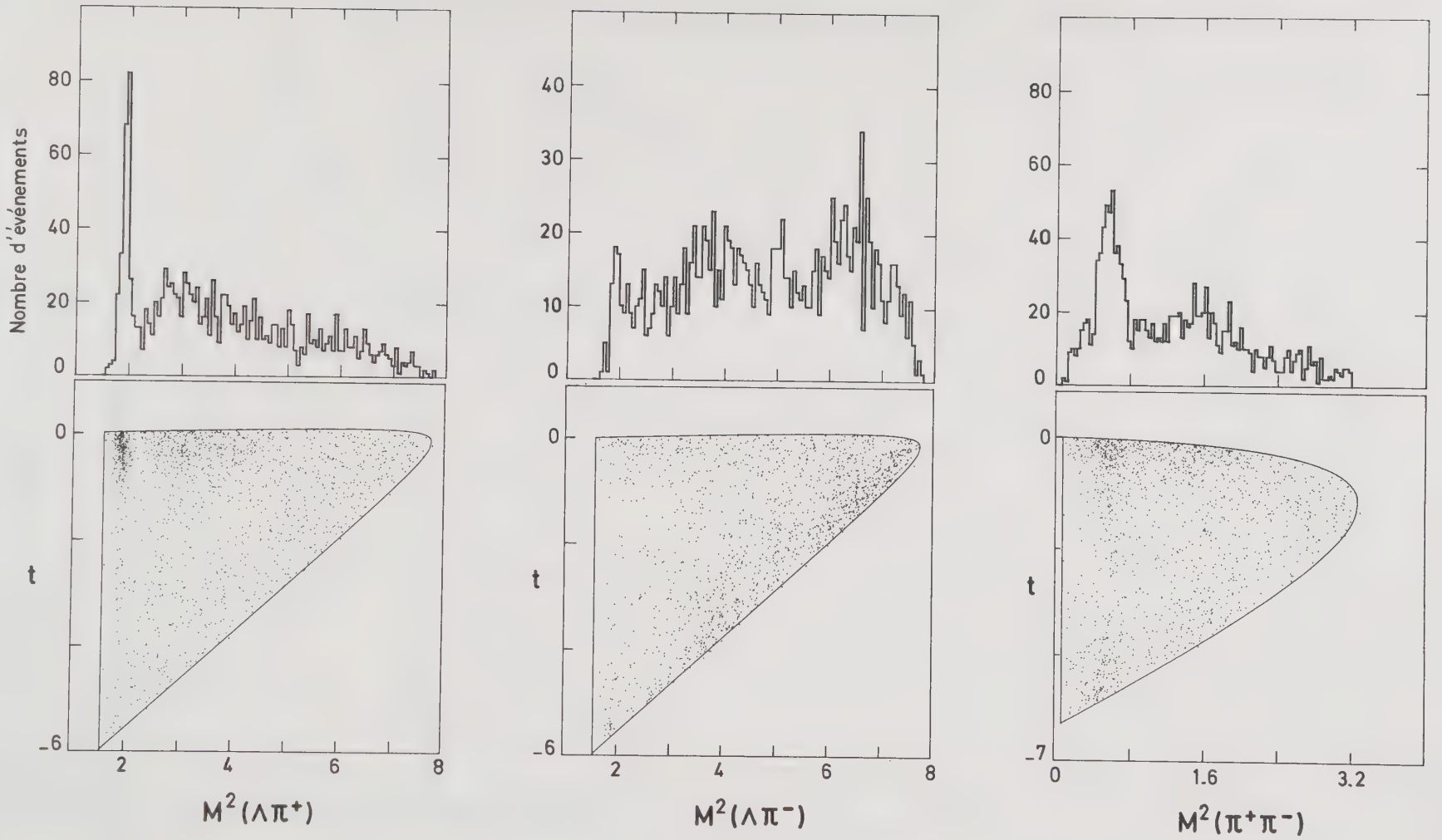


Diagramme de Dalitz des événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ à 3,93 GeV/c.

FIGURE 22



Diagrammes de Chew et Low des événements $\Lambda\pi^+\pi^-$ à 3,93 GeV/c .

FIGURE 23

Dépendance en énergie de la section efficace totale de la réaction $K^- p \rightarrow \pi^+ Y^{*-}$.

FIGURE 24

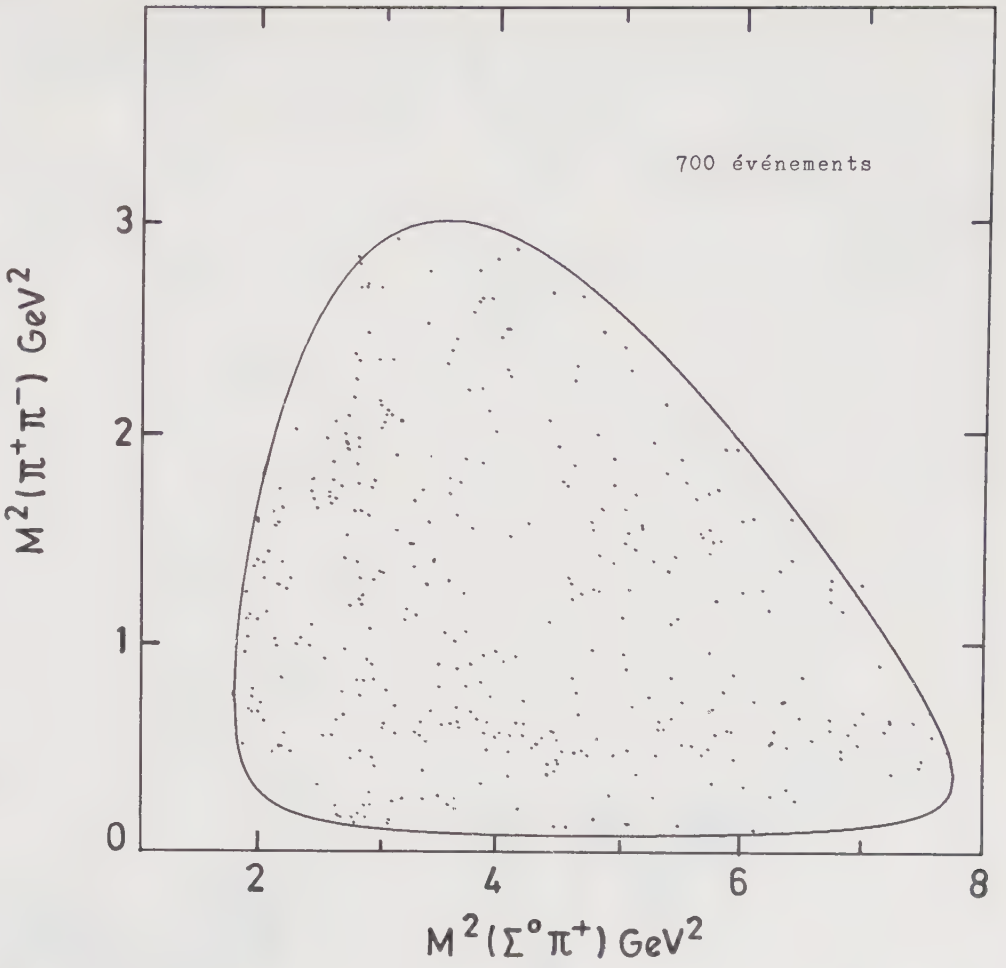
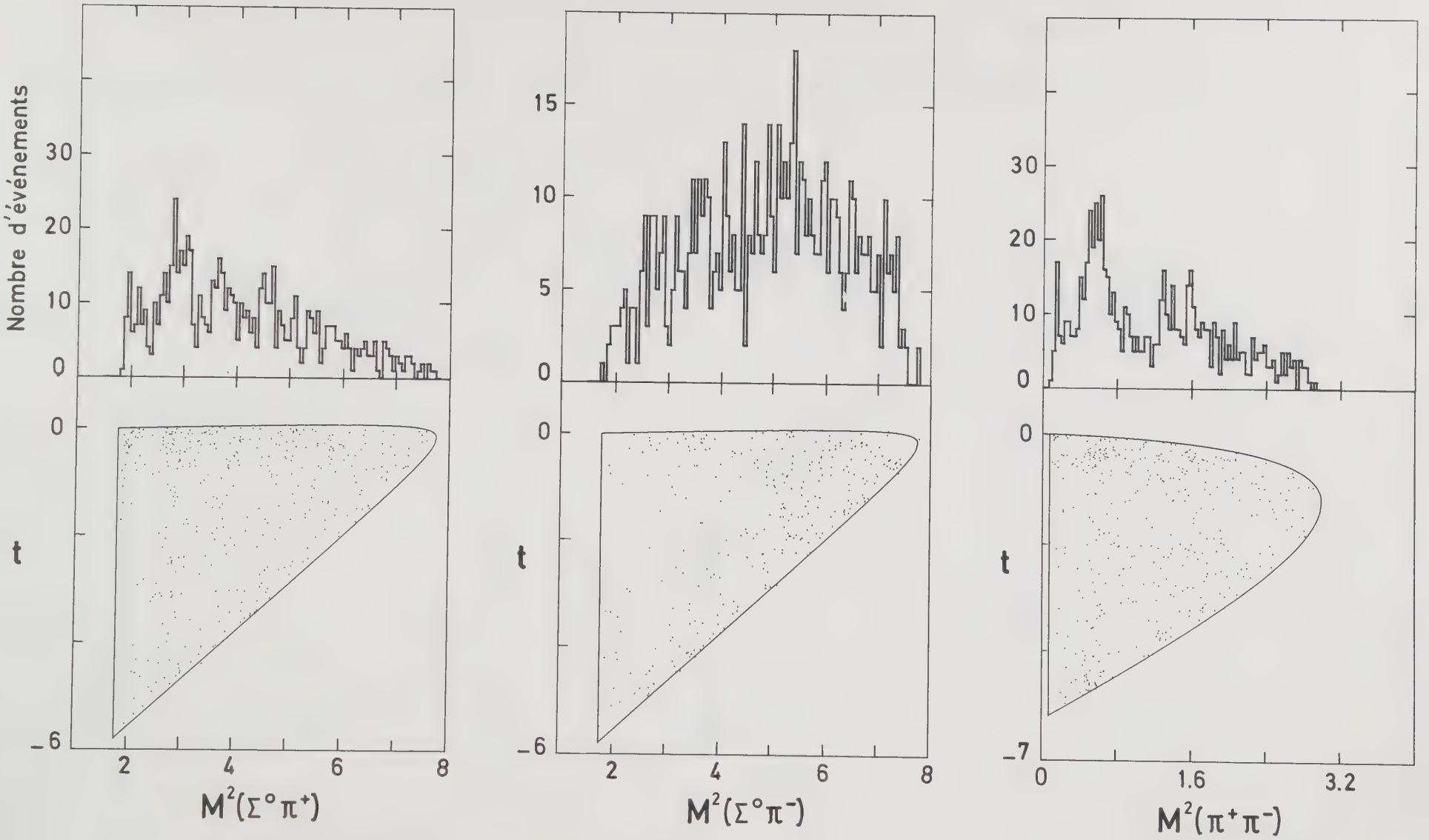


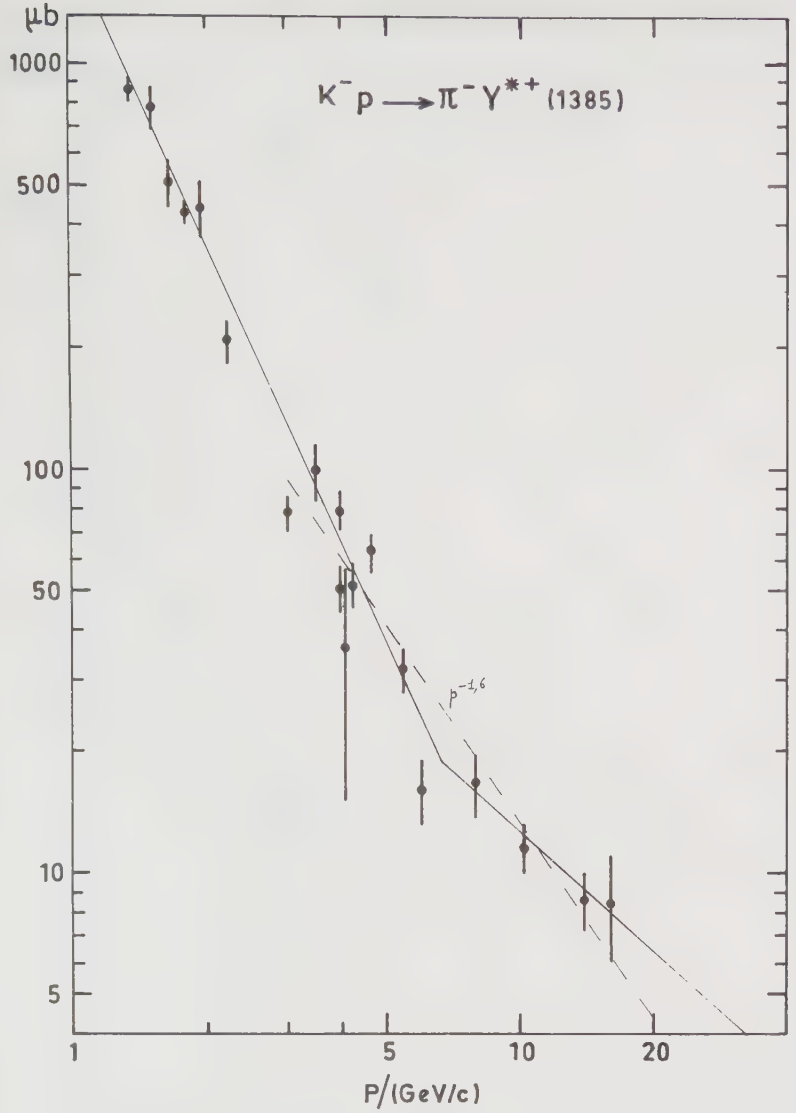
Diagramme de Dalitz de la réaction $K^- p \rightarrow \Sigma^\circ \pi^+ \pi^-$ à 3,93 GeV/c.

FIGURE 25



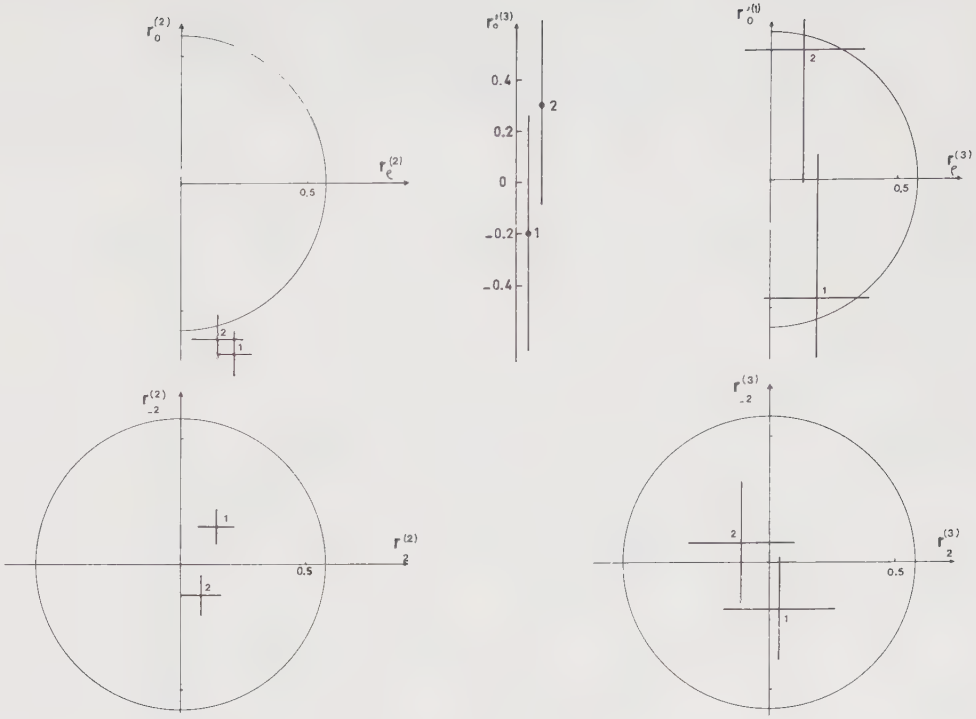
Diagrammes de Chew et Low de la réaction $K^-p \rightarrow \Sigma^\circ\pi^+\pi^-$ à 3,93 GeV/c.

FIGURE 26



Dependance en energie de la section efficace totale de la réaction $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$. Les droites représentent une loi en $p^{-2,44}$ et en $p^{-0,89}$.

FIGURE 27



Polarisation paire

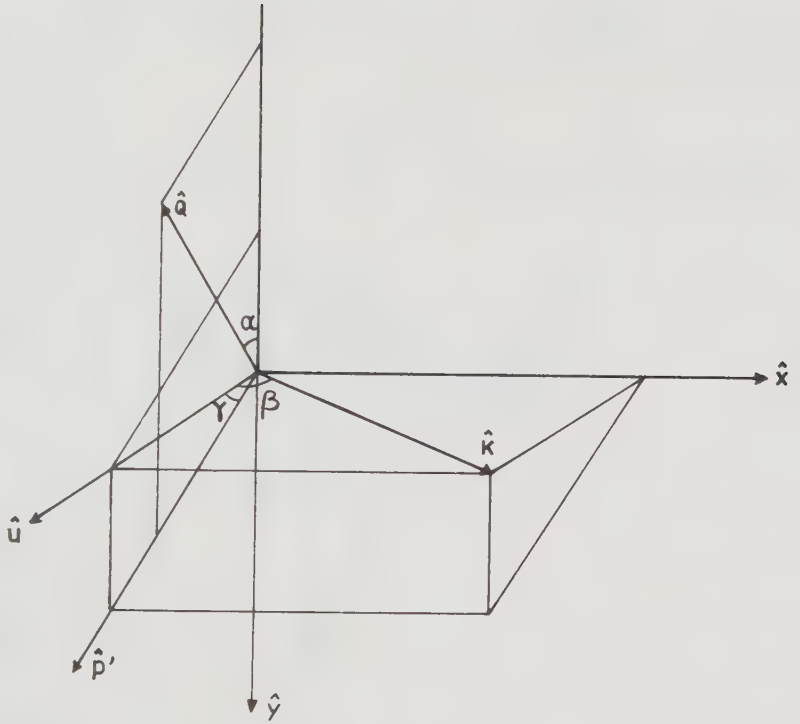
Polarisation impaire

Polarisation du $Y^{*+}(1385)$ produit dans la réaction $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$. Le repère est celui de transversité de voie t.

1 : $-0,03 < -t < 0,3$ GeV^2

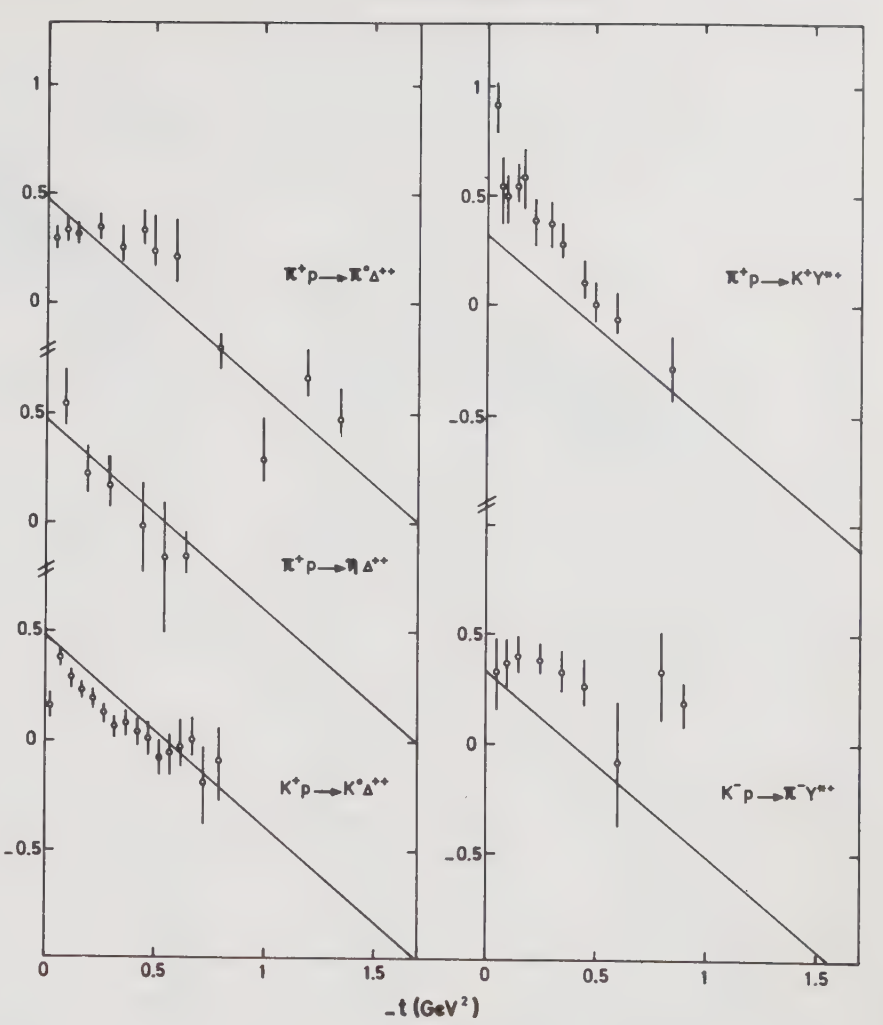
2 : $0,3 < -t < 1$ GeV^2

FIGURE 28



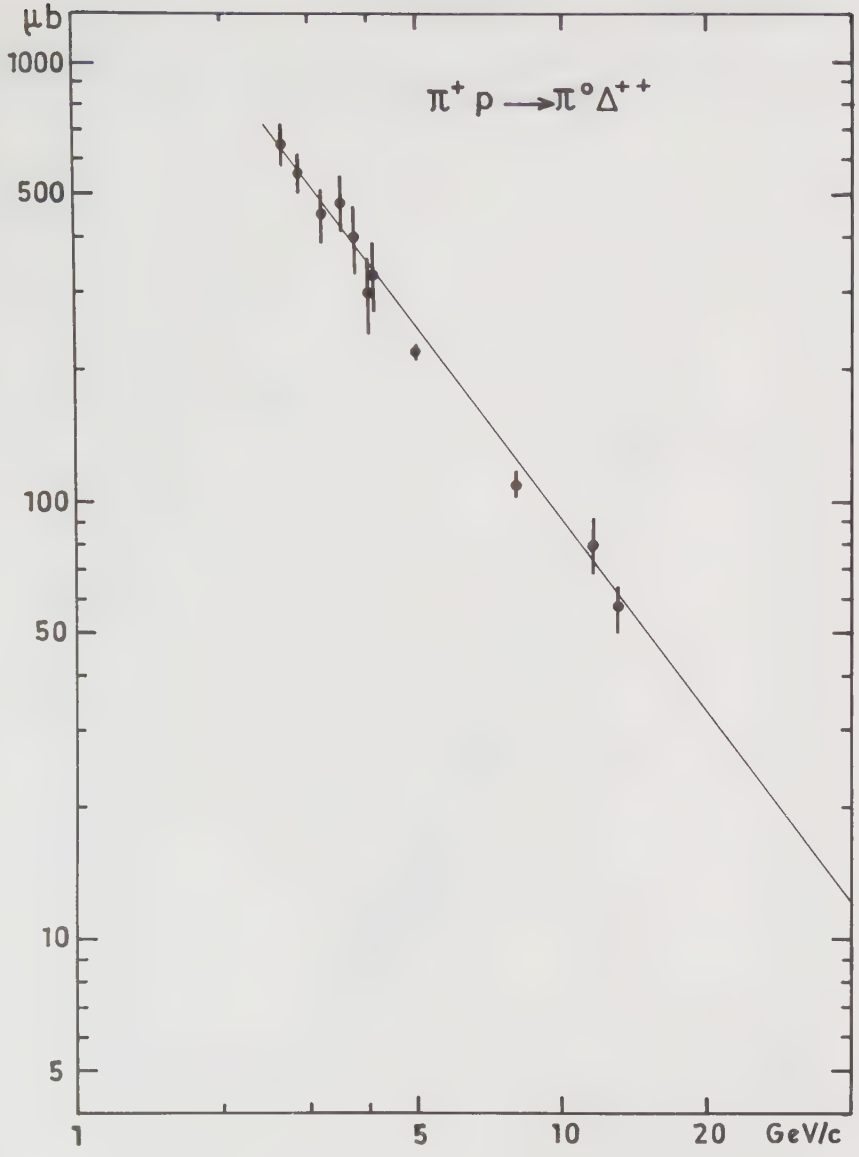
Repère de transversité de voie t
pour la particule d'impulsion p'.

FIGURE 29



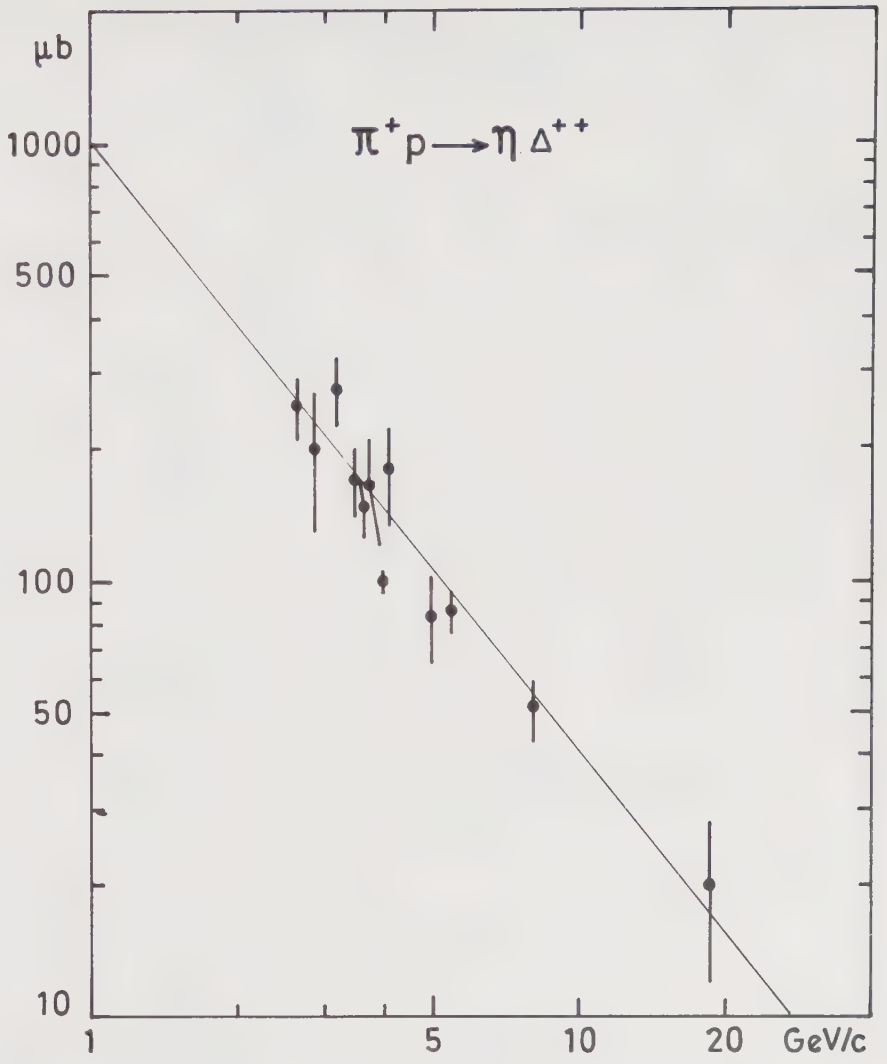
Trajectoires effectives de réactions $0^- + \frac{1}{2}^+ \to 0^- + \frac{3}{2}^+$ entre 3 et 16 GeV/c. Les droites représentent les trajectoires des mésons ρ et A_2, ou K^* et K^{**}.

FIGURE 30



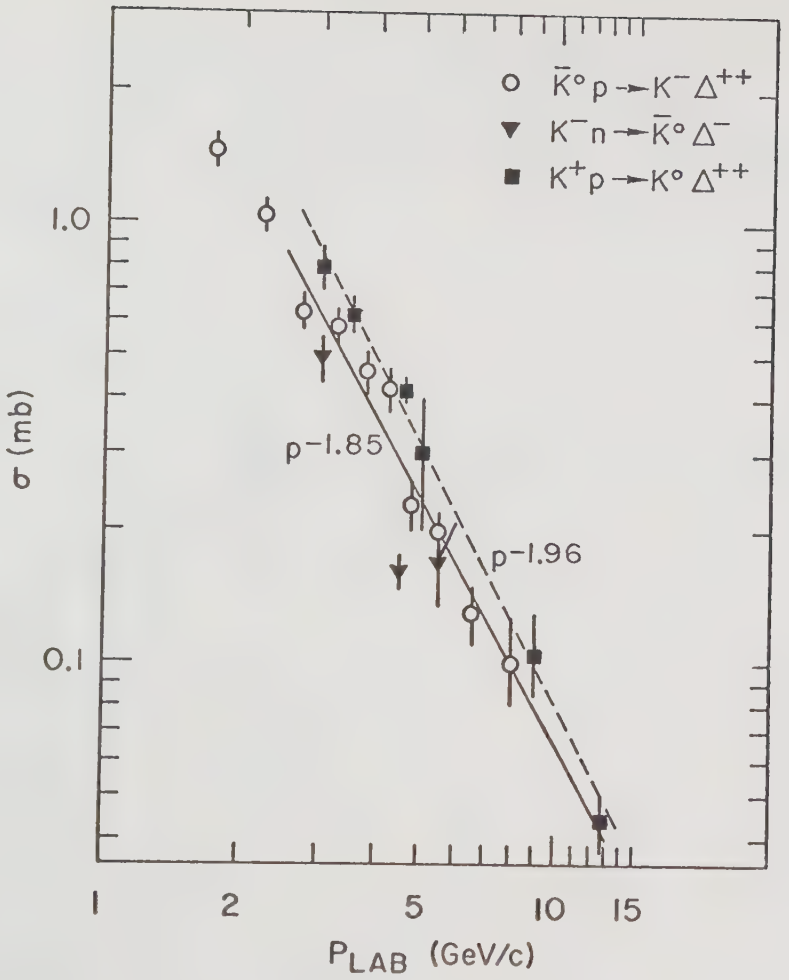
Dépendance en énergie de la section efficace totale de la réaction $\pi^+ p \longrightarrow \pi^\circ \Delta^{++}$. La droite représente une loi en $p^{-1,46}$.

FIGURE 31



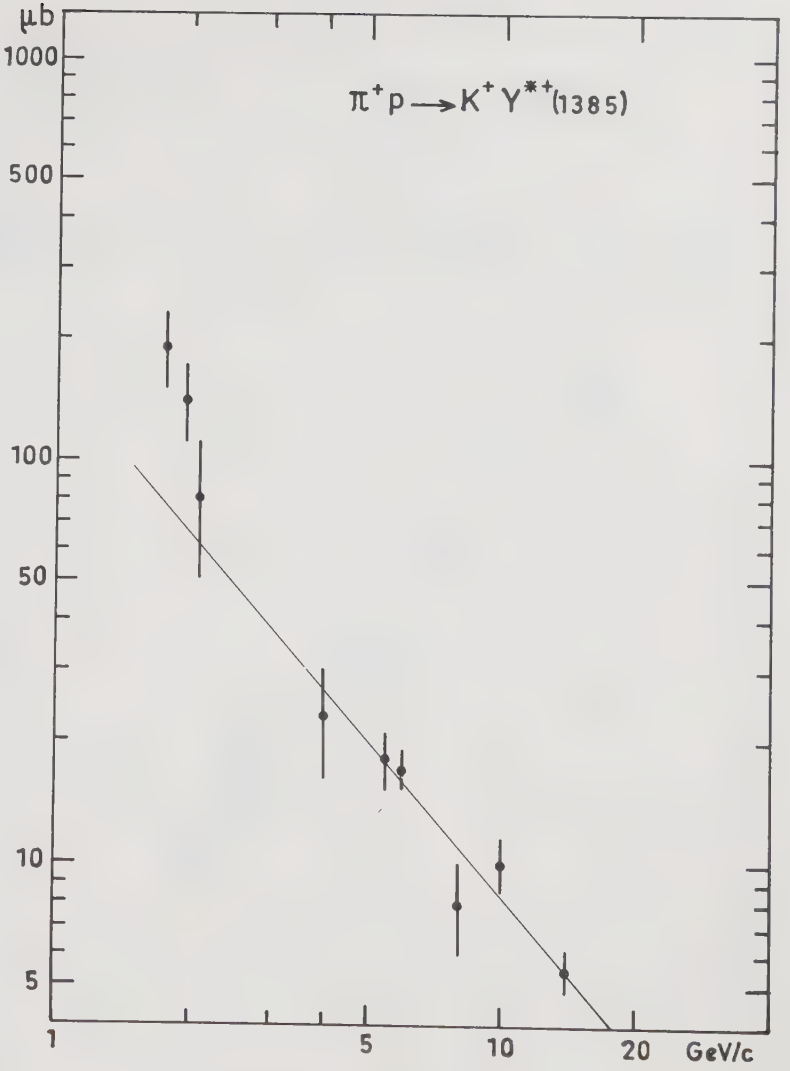
Dépendance en énergie de la section efficace totale de la réaction $\pi^+ p \longrightarrow \eta \Delta^{++}$. La droite représente une loi en $p^{-1,39}$.

FIGURE 32



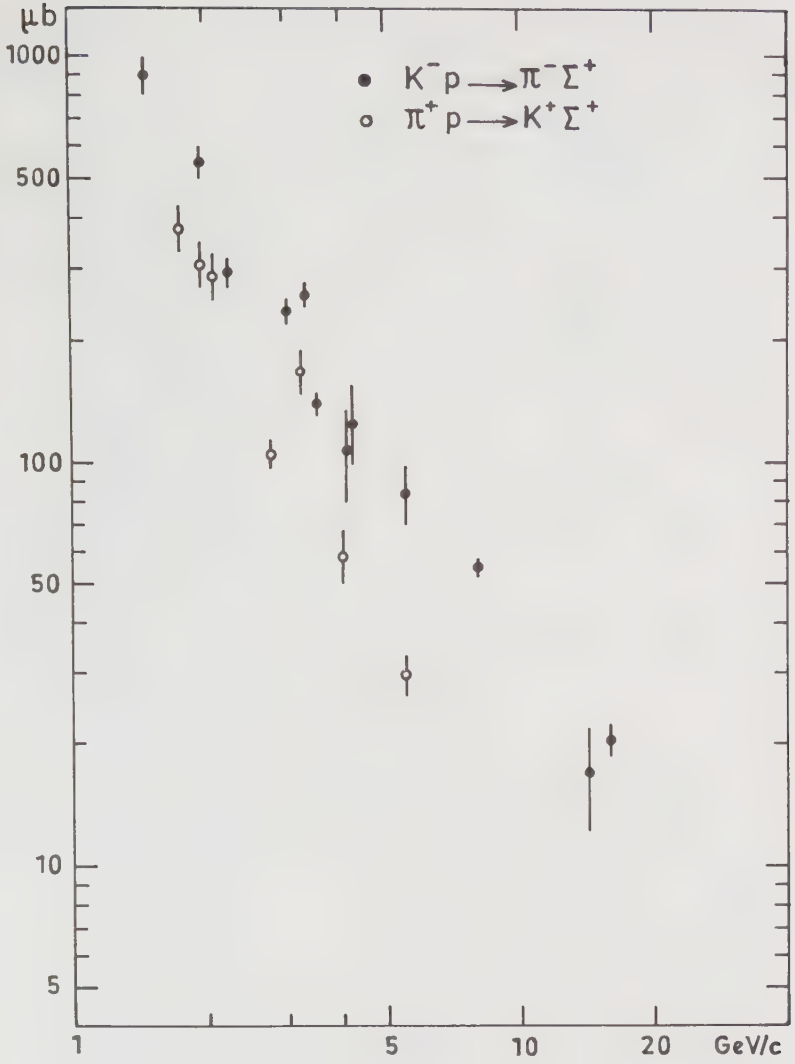
Dépendance en énergie des sections efficaces totales des réactions $\bar{K}^0 p \to K^- \Delta^{++}$, $K^- n \to \bar{K}^0 \Delta^-$ et $K^+ p \to K^0 \Delta^{++}$.

FIGURE 33



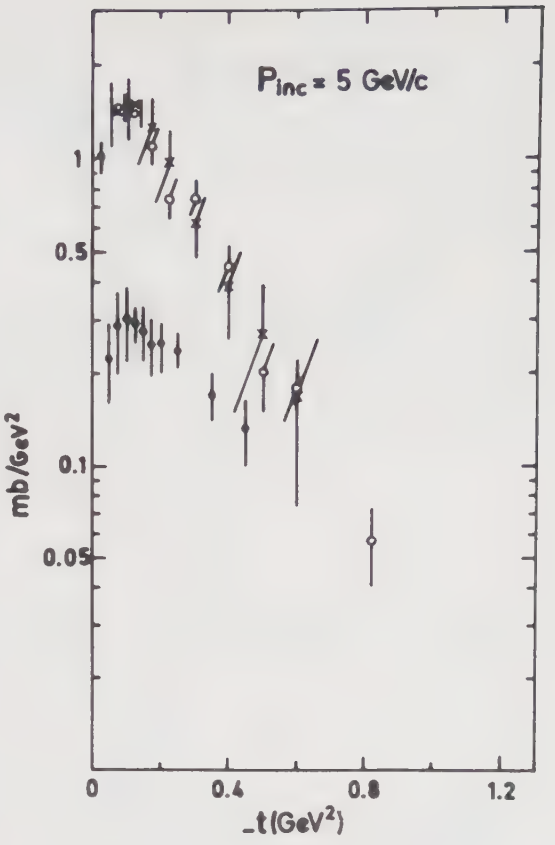
Dépendance en énergie de la section efficace totale de la réaction $\pi^+ p \to K^+ Y^{*+}(1385)$. La droite représente une loi en $p^{-1,28}$.

FIGURE 34



Dépendance en énergie des sections efficaces totales de deux réactions $0^- + \frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^- + \frac{1}{2}^+$ conjuguées dans le croisement (s,u).

FIGURE 35



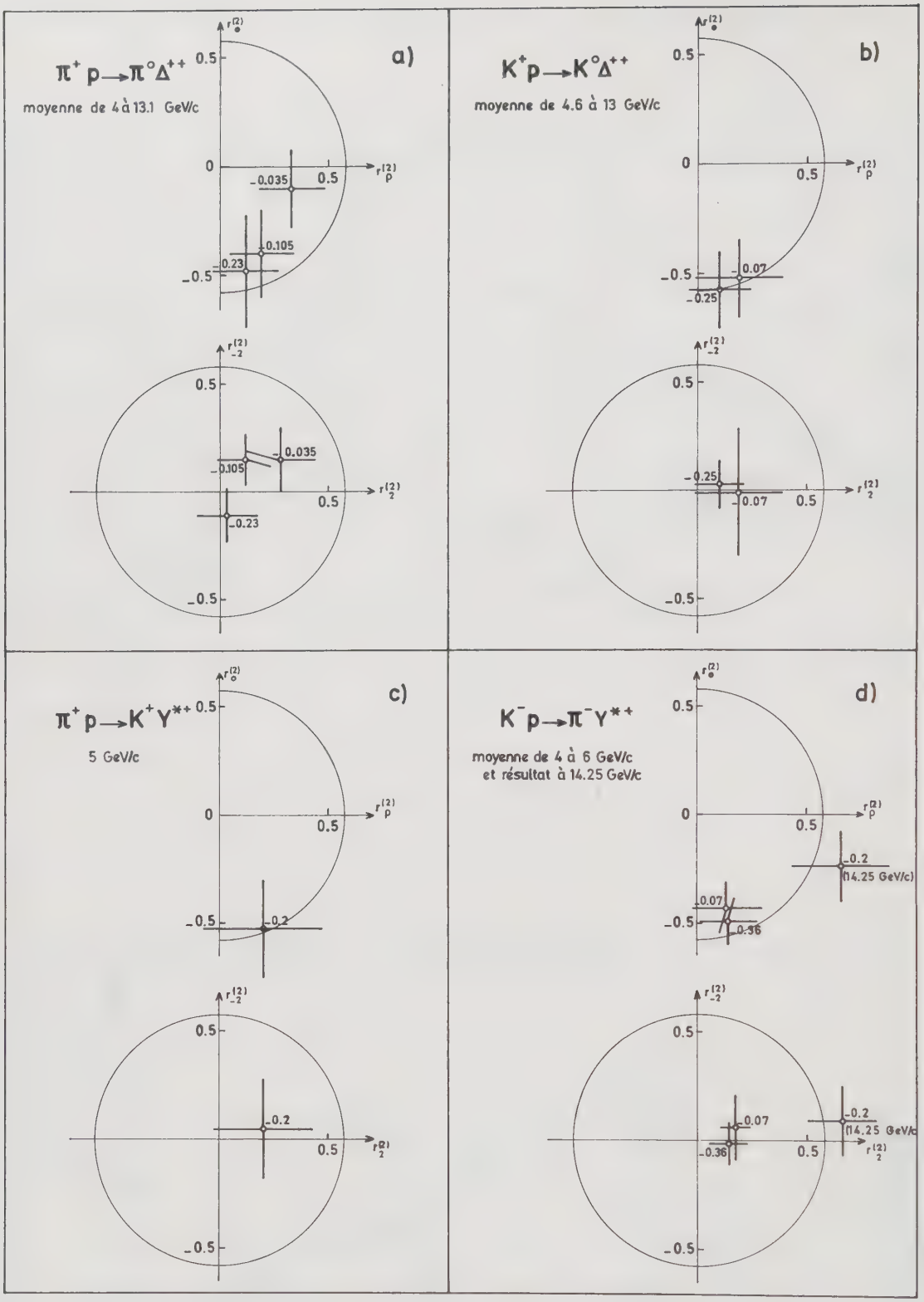
○ $\frac{d\sigma}{dt}(K^- n \rightarrow \bar{K}^0 \Delta^-) + \frac{d\sigma}{dt}(K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++})$

✱ $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++}) + 3\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++})$

● $3\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^{*+}) + 3\frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+})$

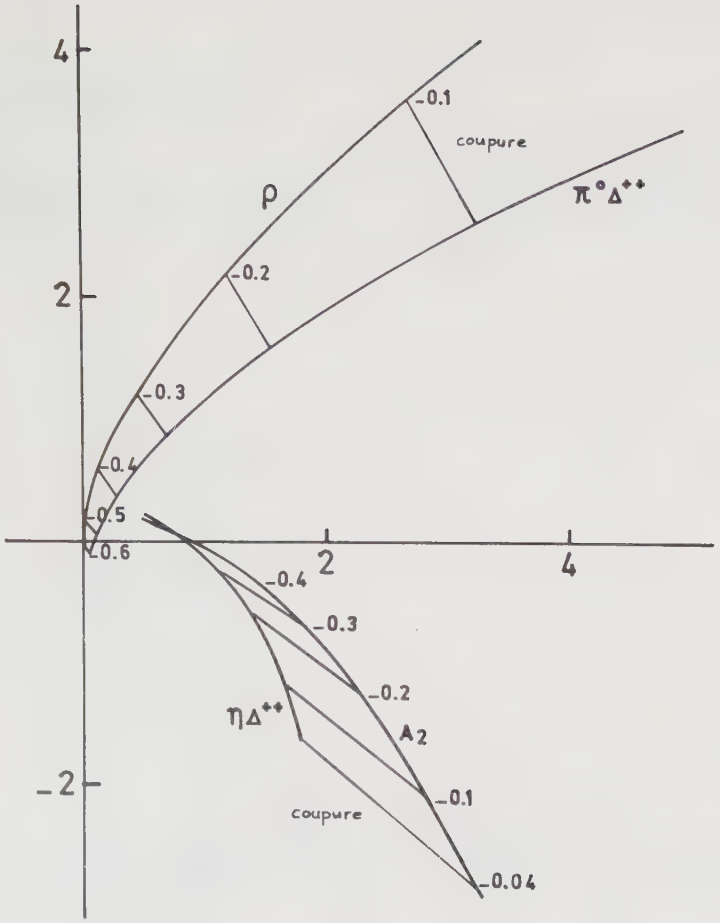
Combinaisons linéaires de sections efficaces permettant d'étudier le modèle d'échange d'octets.

FIGURE 36



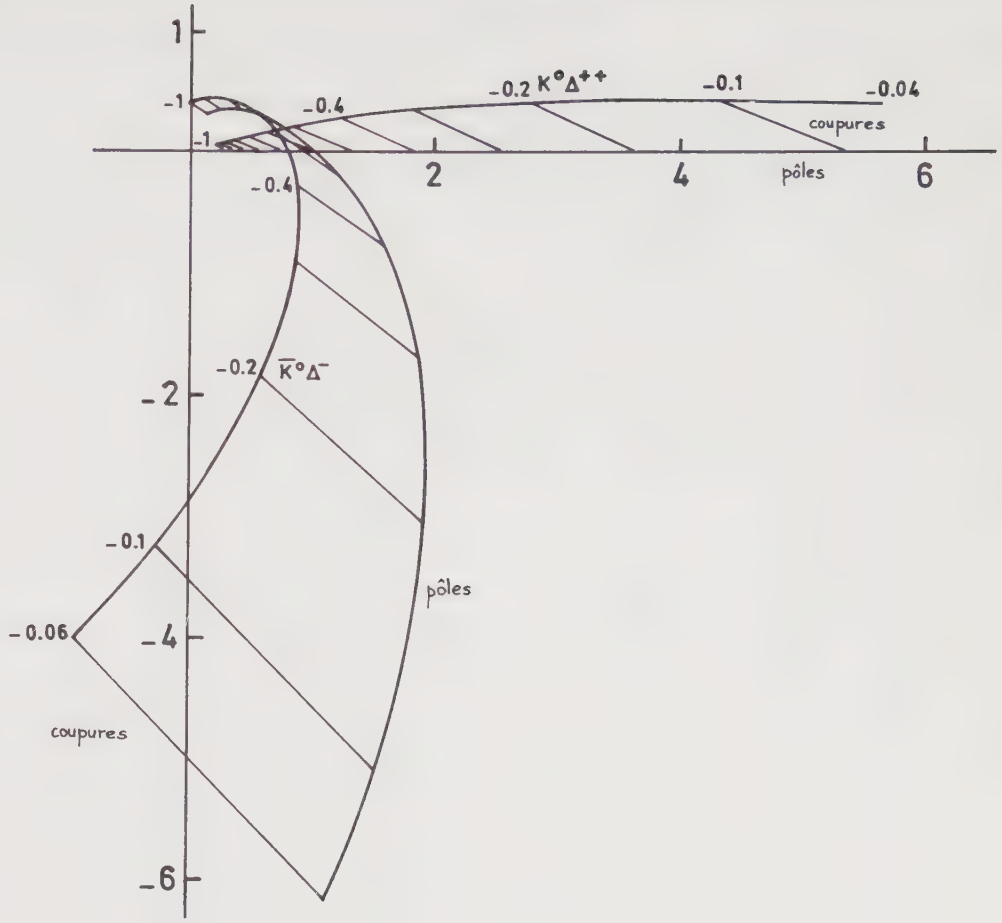
Polarisations paires en transversité de voie t.
Ce sont les moyennes des valeurs expérimentales
à plusieurs énergies pour quelques transferts.

FIGURE 37



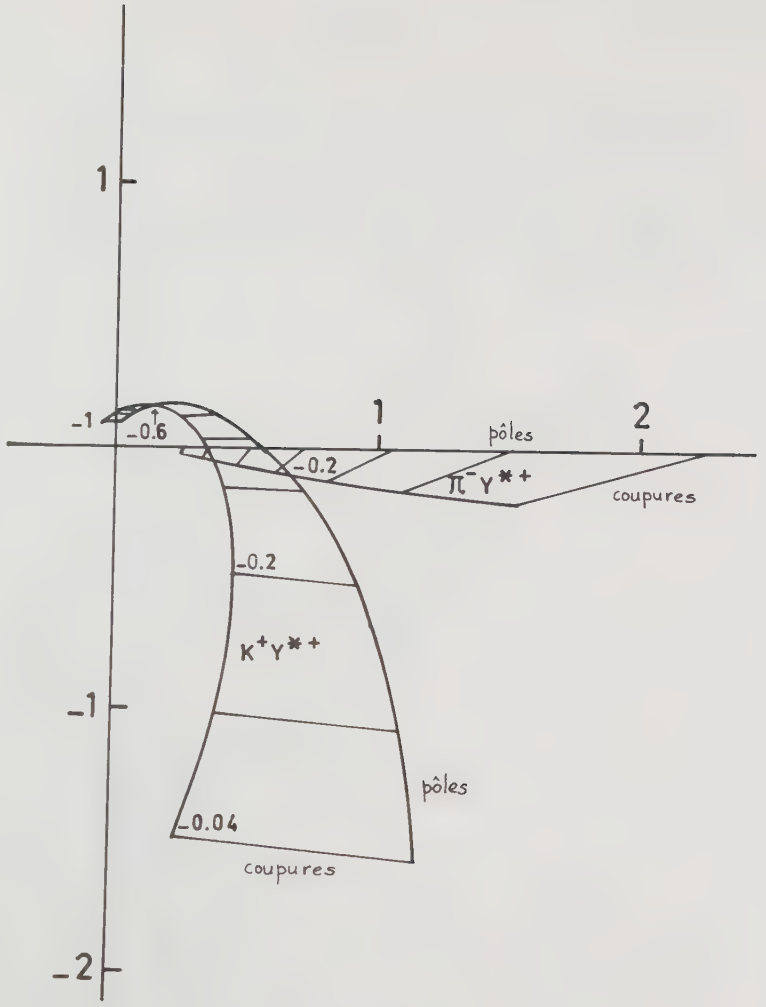
Parcours de l'amplitude B (solution 1) dans le plan complexe en fonction du transfert pour les deux réactions $\pi^+p \rightarrow \pi^\circ\Delta^{++}$ et $\pi^+p \rightarrow \eta\Delta^{++}$ à 4 GeV/c. On a dessiné également les parcours des contributions du ρ et du A_2 à l'amplitude B, ainsi que les termes des coupures pour quelques transferts.

FIGURE 38



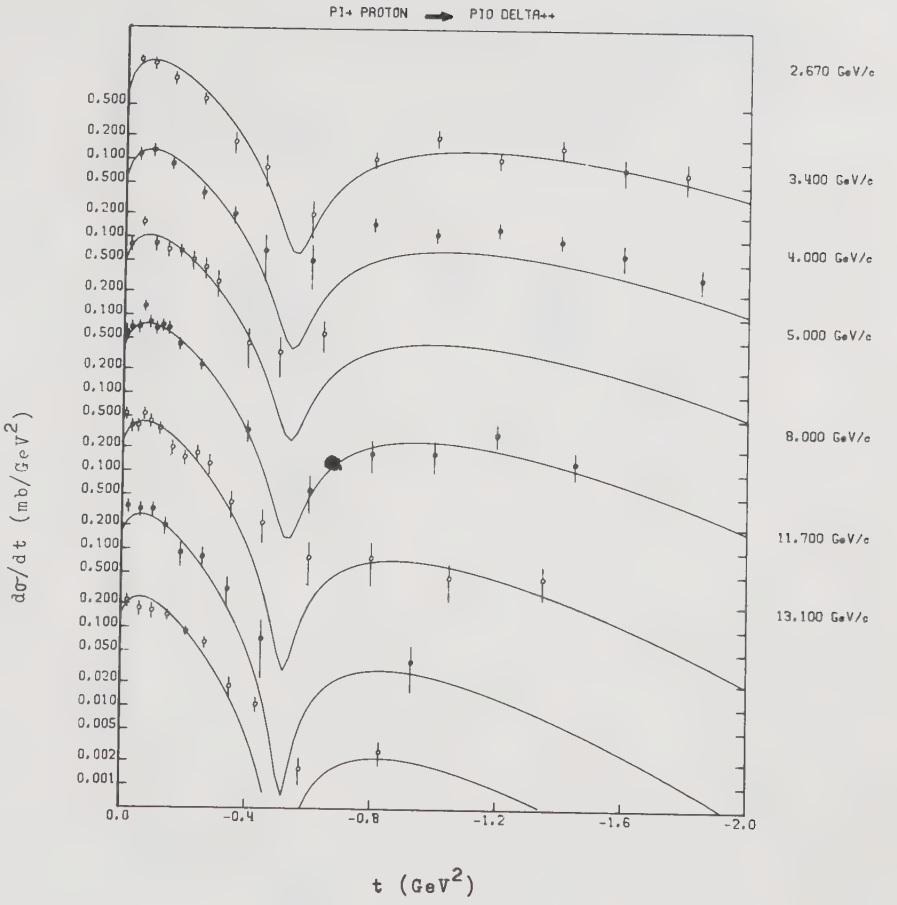
Parcours de l'amplitude B (solution 1) dans le plan complexe en fonction du transfert pour les deux réactions conjuguées $K^+p \rightarrow K^\circ\Delta^{++}$ et $K^-n \rightarrow \bar{K}^\circ\Delta^-$ à 4 GeV/c. On a dessiné également les parcours des contributions des pôles, ainsi que les termes des coupures pour quelques transferts.

FIGURE 39



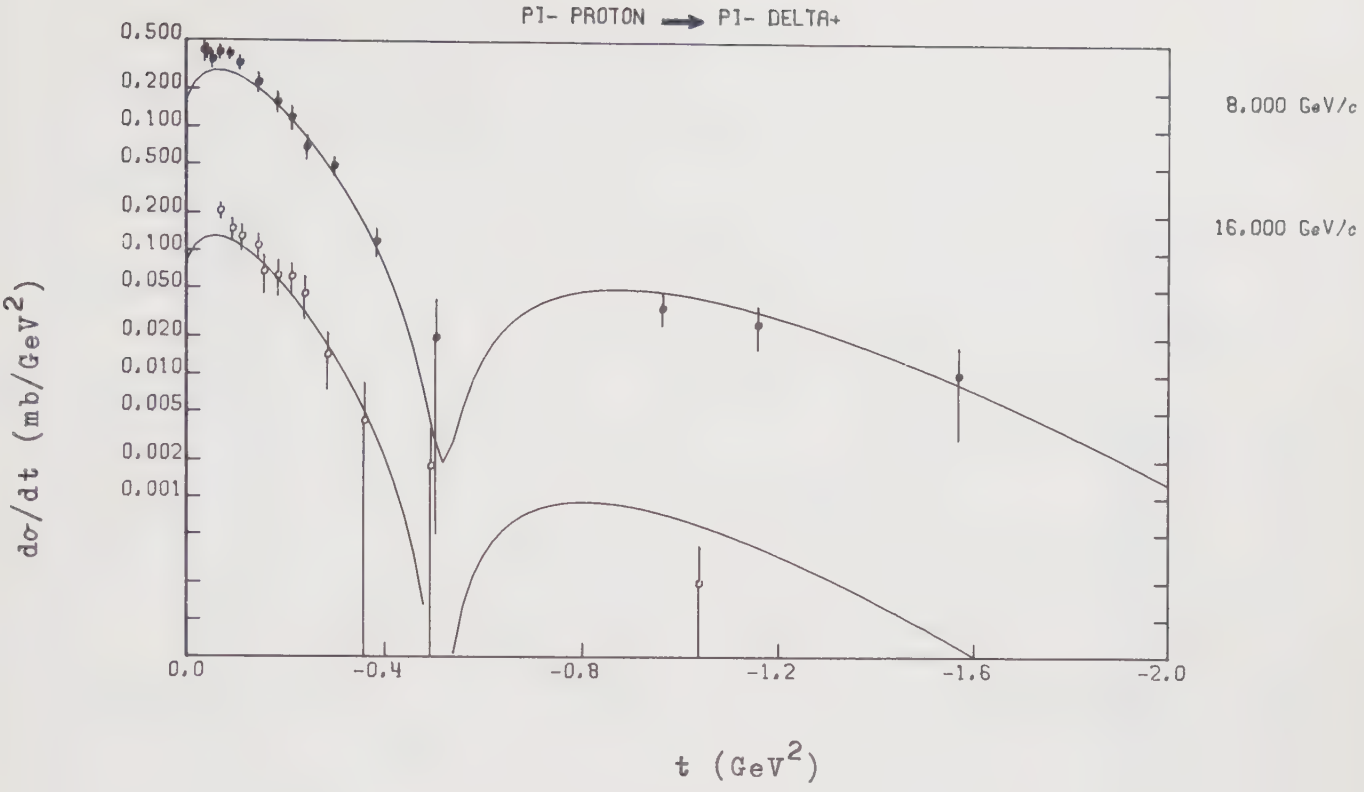
Parcours de l'amplitude B dans le plan complexe en fonction du transfert pour les deux réactions conjuguées $\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^{*+}$ et $K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+}$ à 4 GeV/c. On a dessiné également les parcours des contributions des pôles ainsi que les termes des coupures pour quelques transferts.

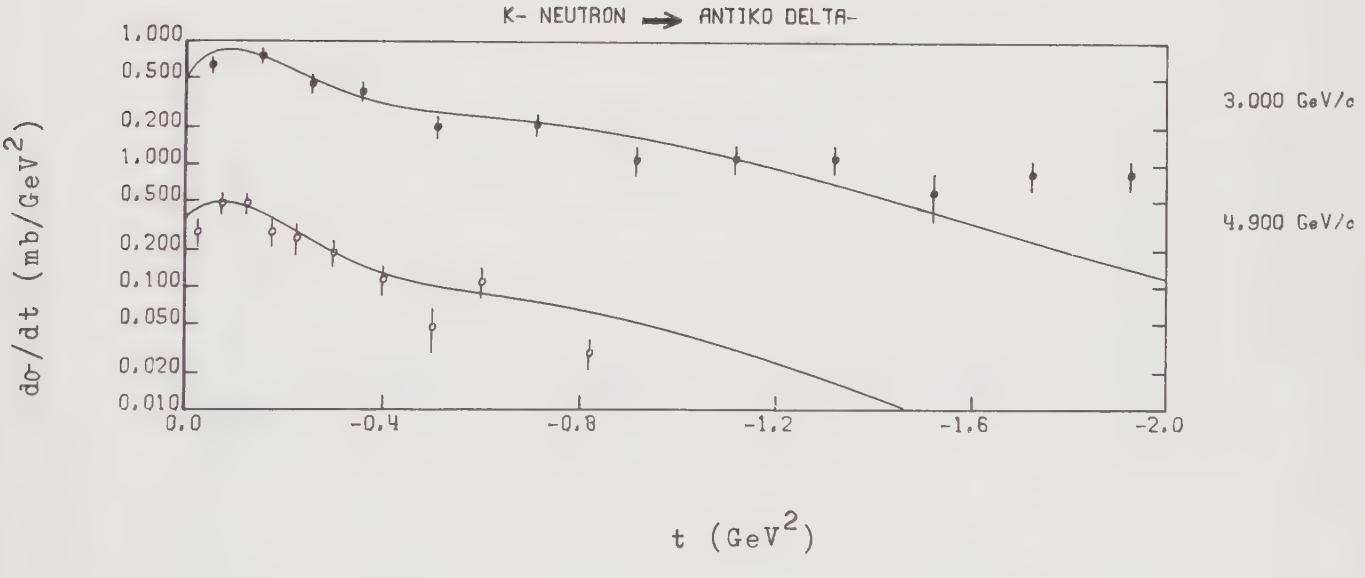
FIGURE 40



Données expérimentales et ajustement.

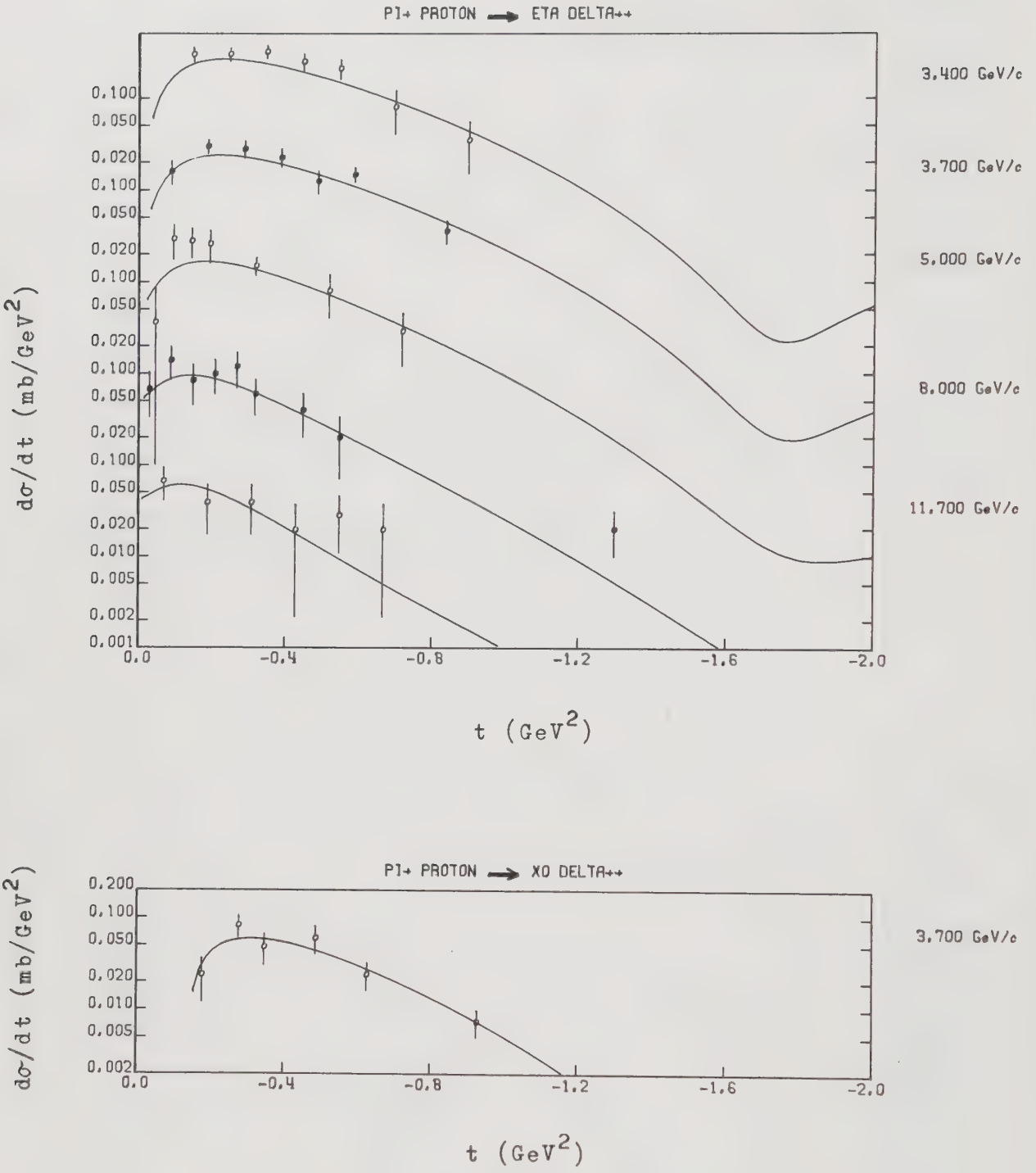
FIGURE 41





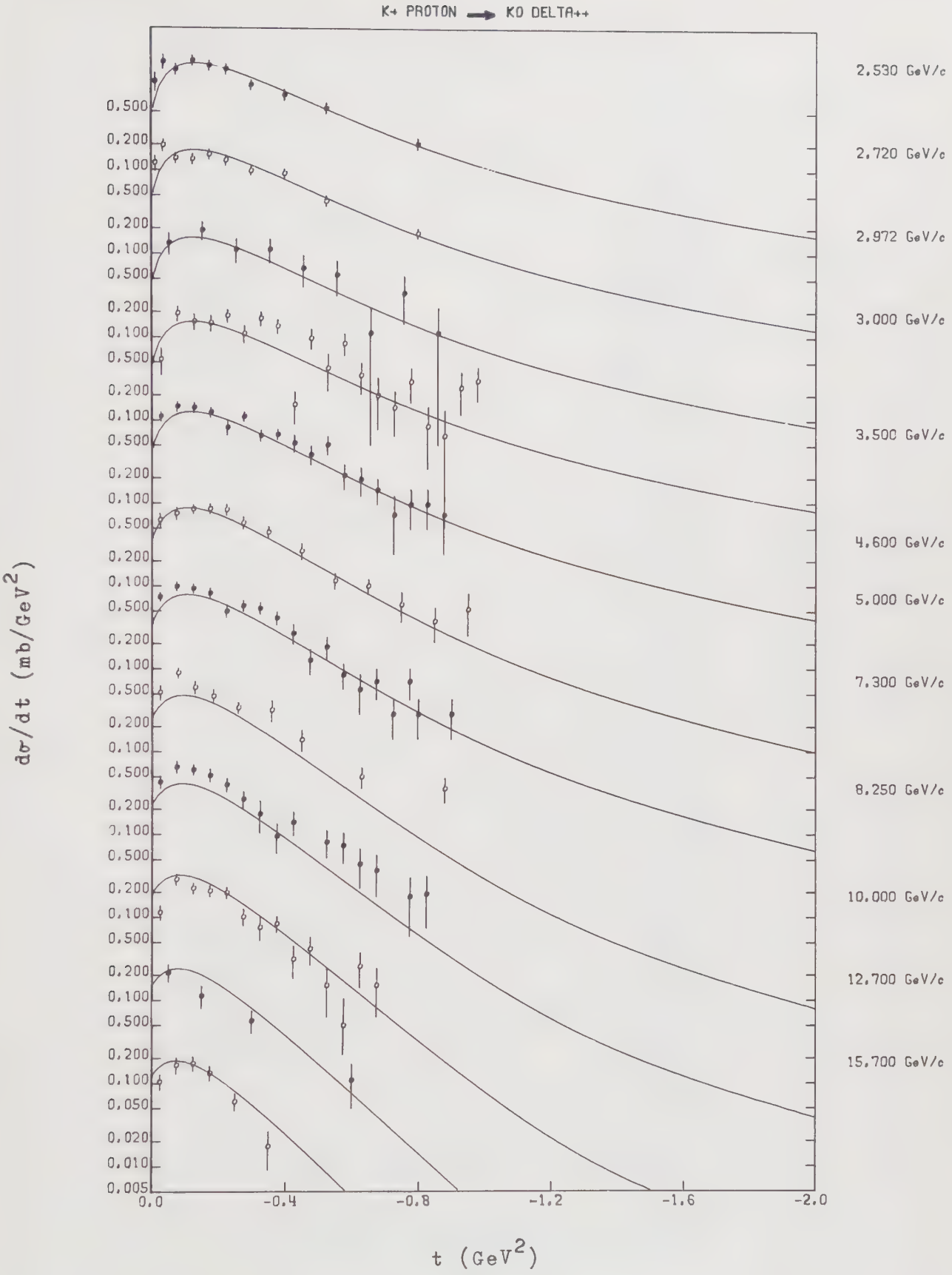
Données expérimentales et ajustement.

FIGURE 42



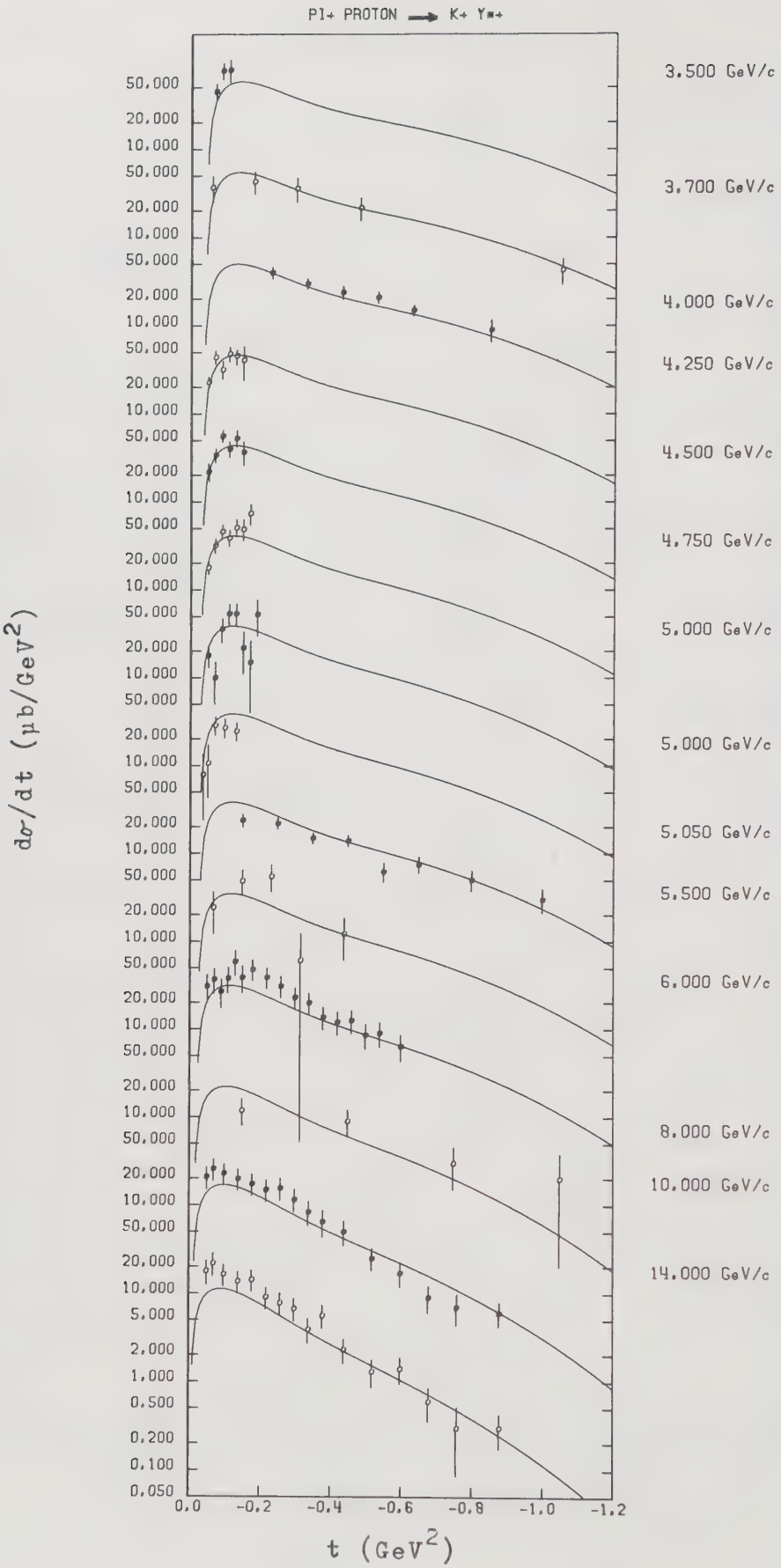
Données expérimentales et ajustement.

FIGURE 43



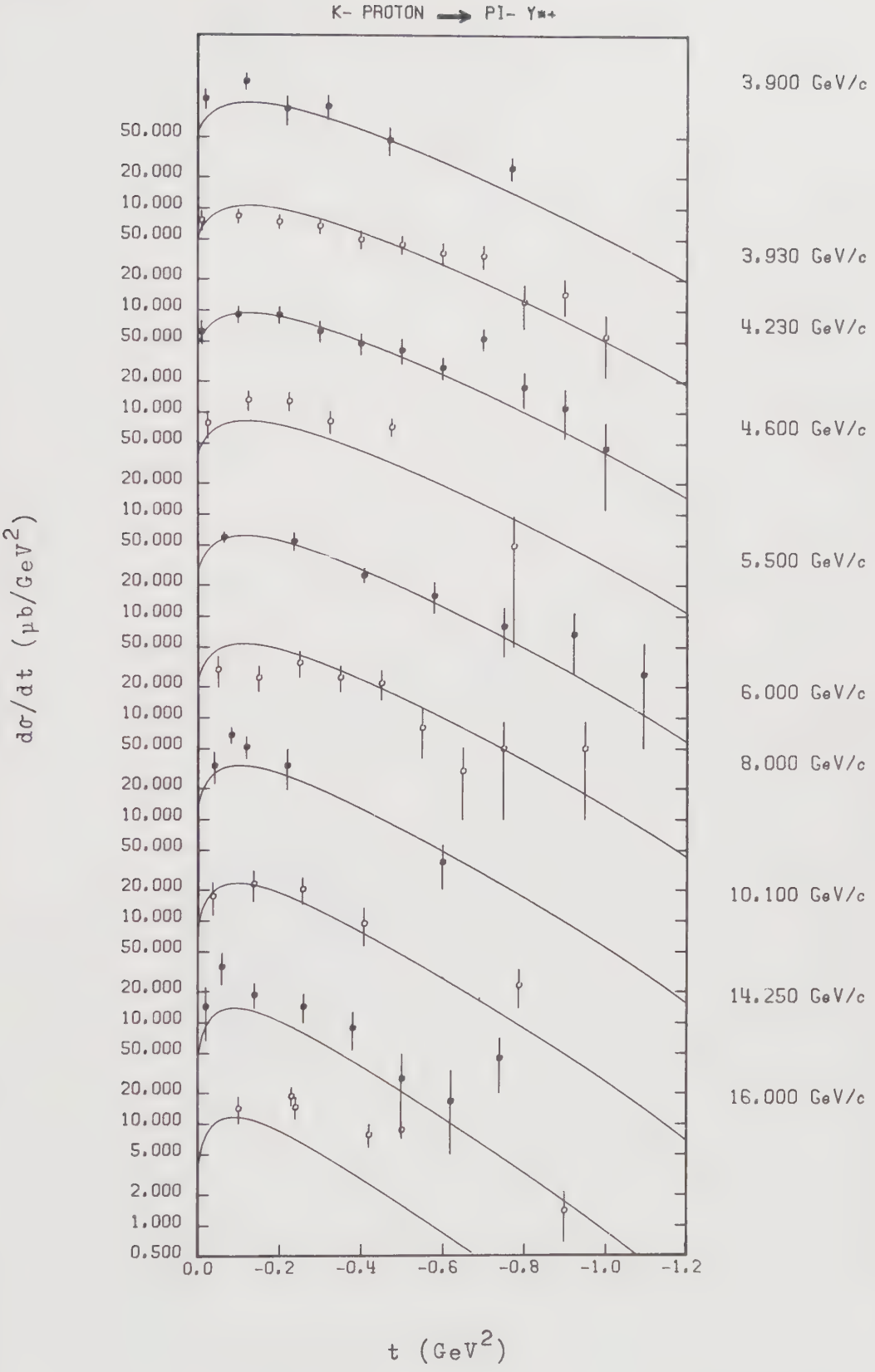
Données expérimentales et ajustement.

FIGURE 44



Données expérimentales et ajustement.

FIGURE 45



Données expérimentales et ajustement.

FIGURE 46

Vu et approuvé

ORSAY, le 4 mai 1973

Le Vice-Président du Centre d'Orsay